PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 21/22 — 15. November 1940 — Redaktionsschluß für Nr. 24 am 1. Dezember 1940 — 41. Jahrgang

INHALT:

O. Reinkober u. R. Seeliger, Nachruf für Friedrich Krüger. S. 481.

Abhandlungen:

E. Justi, Über den elektrischen Widerstand von polykristallinem Gold, Blei, Niob und Tantal in starken magnetischen Querfeldern bei tiefen Temperaturen. S. 486.

R. W. Pohl, Ein neuer Versuch zur Interferenz divergierender Lichtbündel. S. 498.

W. Holzmüller, Beitrag zur Theorie der anomalen Dispersion und der dielektrischen Verluste in Festkörpern. S. 499.

Božo A. Metzger, Ein Beitrag zur Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe. S. 508.

Besprechungen:

M. v. Ardenne, Elektronenübermikroskopie. S. 510.

E. Albers-Schönberg, Hochfrequenzkeramik. S. 510.

H. J. Emeléus und Anderson, Ergebnisse und Probleme der modernen Anorganischen Chemie. S. 511.

J. Picht, Einführung in die Theorie der Elektronenoptik. S. 511.

R. Houwink, Elastizität, Plastizität und Struktur der Materie. S. 511.

W. Spät, Physik und Technik der Härte und Weiche. S. 512.

Nachrichten. S. 512.

Friedrich Krüger †

Am 21. April 1940 starb der ordentliche Professor und Direktor des Physikalischen Instituts der Greifswalder Universität Friedrich Krüger. Nach langem, bis zuletzt hoffnungsfreudig getragenem Leiden schied er, noch nicht 63 Jahre alt, aus einem von tatkräftiger Arbeit und Erfolgen erfüllten Leben.

Geboren zu Blomberg in Lippe am 29. Mai 1877, verbrachte er seine Studienjahre zunächst in München und Würzburg, dann zog ihn der Name Nernsts nach Göttingen. Der Einfluß dieses großen Forschers war bestimmend für seine Arbeitsweise, bis zuletzt hat er sich als dessen Schüler gefühlt. 1902 promovierte Krüger mit einer experimentellen und theoretischen Arbeit über die Grundlagen der Polarisationskapazität. Mehrere Jahre Assistententätigkeit bei Nernst und bei Voigt hielten ihn noch weiter in Göttingen, wo er sich habilitierte, bis er 1909 als Leiter des Physikalisch-Chemischen Instituts an die kurz vorher gegründete Technische Hochschule Danzig berufen wurde. Auch dort beschäftigten ihn zunächst Probleme des Grenzgebietes zwischen Physik und Chemie, neben denen er aber auch schon rein physikalische Arbeiten veröffentlichte. 1913 übernahm er als Nachfolger von Zenneck das Physikalische Institut der gleichen Hochschule; seine weiteren Arbeiten haben dann fast ausschließlich physikalischen Charakter. In Greifswald, wohin er 1921 als Nachfolger von Stark berufen wurde, entfaltete er an dem größeren Institut, das von ihm wesentlich erweitert und ausgebaut wurde, mit zahlreichen Schülern und Mitarbeitern eine umfangreiche Tätigkeit, die eine erstaunliche Vielseitigkeit erkennen läßt.

Immer wieder ist er zurückgekehrt zu seiner Jugendliebe, zur Thermodynamik und ihrer Anwendung auf das Grenzgebiet von Physik und physikalischer Chemie. Treu geblieben ist er auch der klassischen Physik, zu deren letzten großen Vertretern sein Lehrer Nernst gehörte, hat der neuesten Entwicklung unserer Wissenschaft aktiv kein lebhafteres Interesse abgewinnen können und hier mit seinen Arbeiten oder den Arbeiten seiner zahlreichen Schüler jedenfalls nicht entscheidend eingegriffen. Sicher ist das bei Krügers unzweifelhaft originaler Begabung und bei seinem Ideenreichtum zu bedauern, weil wir auch hier von ihm Neues hätten erwarten dürfen. Diese konservative Einstellung ist nicht zuletzt aus seiner ausgeprägt kritischen Haltung zu verstehen, die ihn wohl keine rechte Freude finden ließ an Untersuchungen auf noch nicht ganz festem Boden. Aber sie hatte sicher auch ihr Gutes. Die Energie und Arbeitskraft der jüngeren Generation von Physikern hat sich in den letzten Dezennien fast zu ausschließlich den jeweils neuesten und aktuellsten Problemen zugewandt, und so ist im Bereich der klassischen Physik mancherlei unerledigt geblieben. Deshalb wollen wir uns freuen, daß ein Forscher vom Format Krügers

seine Aufmerksamkeit gerade einer Reihe klassischer Probleme geschenkt hat und so dem Gesamtgebäude unserer Wissenschaft hier und dort noch Türme und Filialen aufsetzen konnte, die seiner Schönheit und harmonischen Geschlossenheit zugute kommen.

Krügers erste und auch viele seiner späteren Arbeiten waren, wie schon erwähnt, der Anwendung der Thermodynamik auf die Lösung physikalischer und physikalisch-chemischer Probleme gewidmet. Die Untersuchungen über die Vorgänge in elektrolytischen Zellen, über die Ozonbildung und über die Elektronentheorie der Metalle gehören zum Beispiel hierher, eng hängen damit zum Teil zusammen die Arbeiten über den Photoeffekt und die thermische Elektronenemission, über den Voltaeffekt und allgemein über das weite Gebiet der Gasbeladung von Metallen und ihren Einfluß auf jene Effekte. Eine andere Gruppe von Krügers Arbeiten gehört dem Gebiet der Akustik an. Anknüpfend an Untersuchungen von Lord Rayleigh setzten sie ein mit dem systematischen Studium der Tonbildung an Schneiden und Kanten, gegen die ein Luftstrom geblasen wird. Hier konnte Krüger die sehr komplizierte Entstehung dieser sogenannten Schneidentöne weitgehend aufklären, und wohl vor allem mit diesen Untersuchungen wird sein Name in die Geschichte der Physik eingehen. Sie führten dann weiter zu Untersuchungen über die Klangwirkung von Geigen. Einzelarbeiten über die Schwingungsmöglichkeiten verschiedener Holzarten, Studien über die Verhältnisse bei der Schallabgabe von Geigen und anderes mehr waren notwendig, um erst einmal die Grundlage für die weitere exakte Forschung zu schaffen. Natürlich lockte im Hintergrund das Rätsel, das noch immer über der Klangschönheit der alten italienischen Geigen liegt; aber es sollte Krüger nicht mehr vergönnt sein, es zu lösen. Auch aus einer anderen Gruppe mehr technischer Arbeiten hat ihn mitten aus erfolgversprechender Tätigkeit seine Krankheit herausgerissen. Wir denken hier an die Ausarbeitung neuer Methoden zur Entgasung schmelzflüssiger Metalle und Gläser, die sich auf die Einwirkung von Ultraschallwellen gründen; bis zuletzt haben diese Probleme und ihre technische Lösung Krüger beschäftigt. Um noch eine weitere technische Leistung Krügers zu nennen, möchten wir die Entwicklung der nach ihm benannten Hochohmwiderstände erwähnen, die als metallische Überzüge über Bernsteinstäbe durch Zerstäubung in Edelgasentladungen hergestellt werden und sich durch vordem unerreichte Konstanz auszeichnen. Nicht unerwähnt bleiben dürfen die Verdienste, die sich Krüger als Schriftleiter der Physikalischen Zeitschrift erworben hat, die er in den Jahren 1909 bis 1913 betreute.

Einer Natur wie Krüger genügten die wissenschaftliche Arbeit und die Tätigkeit als Hochschullehrer allein nicht. Seine außergewöhnliche Tatkraft und die regste Anteilnahme an allem, was mit dem Leben der deutschen Hochschulen zusammenhängt, drängten ihn überall zum persönlichen Einsatz, um irgendwo erkannte Mängel zu beseitigen und darüber hinaus Neues zu schaffen. So war er in seiner Danziger Zeit unmittelbar nach dem Weltkriege einer der ersten, welche die Notwendigkeit erkannten, die Physik an den Technischen Hochschulen aus der Stellung einer Hilfswissenschaft des Ingenieurs zu einem selbständigen Lehr- und Forschungsfach zu entwickeln. In Schriften und persönlichem Wirken trug er hier wesentlich zur Schaffung der Unterrichtsgrundlagen unserer heutigen technischen Physik bei. Die Greifswalder Universität, an deren Spitze er 1926/27 als Rektor stand, verdankt seinem Eingreifen unter anderem das Wiederaufleben des astronomischen Unterrichts. Als Grundlage hierfür schufen seine Bemühungen eine kleine, mit einem recht guten Refraktor und Spiegelteleskop ausgestattete Sternwarte.

Was Krüger als richtig und notwendig erkannt hatte, suchte er unbeirrt von Schwierigkeiten durchzusetzen. Er vertrat dabei seine Meinung ohne Konzessionen. Wenn deshalb auch Härten oft nicht ausbleiben konnten, so waren sie aus seinem energischen Eintreten für einen guten Zweck zu verstehen; und immer wieder trat doch als Grundzug seines Wesens eine stete Hilfsbereitschaft hervor, deren sich viele seiner Schüler dankbar erinnern werden.

O. Reinkober R. Seeliger

Verzeichnis der Arbeiten von Professor Dr. F. Krüger

1) Erwiderung auf einige Bemerkungen des Herrn Lehfeld zum elektrolytischen Lösungsdruck. Zeitschr. f. physik. Chem. **35**, 18–22, 1901.
2) Elektromotorische Kraft und osmotischer Druck. Zeitschr. f. physik. Chem. **26**, 87–90, 1901.
3) Über die Polarisationskapazität. Diss. Göttingen 1903; Zeitschr. f. physik. Chem. **45**, 1–74, 1903.
4) Theorie der Polarisationskapazität. Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Kl., S. 59–74, 1903.
5) Zur Theorie der Elektrokapillarität und der Tropfelektroden. Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Kl., S. 33–48, 1904.
6) Über die Theorien der Elektrokapillarität. Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik, Bd. II, S. 1–9, 1904.
7) Über die Verwendung des Wehneltunterbrechers zur Messung von Dielektrizitätskonstanten nach der Nernstschen Methode. Zeitschr. f. physik. Chem. **51**, 739–740, 1905.
8) Über die Zählung der Elektrodenpotentiale. Vortrag, gehalten im Auftrag der Deutschen Bunsengesellschaft. Zeitschr. f. Elektrochem. **11**, 780–787, 1906.
9) Batterie für elektrostatische Messungen. Physik. Zeitschr. **7**, 182–183, 1906.
10) Vorlesungsversuch zur Demonstration der Ungültigkeit des Spannungsgesetzes für Elektrolyte. (Zusammen mit F. Dolezalek.) Zeitschr. f. Elektrochem. **12**, 660–671, 1906.
11) Oszillatorische Entladung polarisierter Zellen. Habilitationsarbeit. Ann. d. Phys. (4) **21**, 701–755, 1906.
12) Das Massenwirkungsgesetz und seine Anwendungen. Med.-naturwiss. Archiv **1**, 367–388, 1907.
13) Zur Kinetik des Dissoziationsgleichgewichtes und der Reaktionsgeschwindigkeit. Nachr. d. Ges. d. Wiss. Göttingen, Math. phys. Kl., S. 318–336, 1908.
14) Kristallisationsvorrichtungen. (Mit W. Finke.) DRP. Nr. 228246, 1908.
15) Über Meßbrücken, Widerstände und Kompensationsapparate nebst Zubehör, wie Normalelemente und Telephone. (Mit H. Hausrath.) Helios, Zeitschr. f. Elektrotechn., S. 19, 1909.
16) Über galvanische Polarisation. Vortrag, gehalten im Auftrag der Deutschen Bunsengesellschaft. Zeitschr. f. Elektrochem. **16**, 522–533, 1910; Physik. Zeitschr. **11**, 719–730, 1910.
17) Über die Anwendung der Thermodynamik auf die Elektronentheorie der Thermoelektrizität. Physik. Zeitschr. **11**, 800–808, 1910.
18) Über die Anwendung der Thermodynamik auf die Elektronentheorie der Thermoelektrizität. II. Physik. Zeitschr. **12**, 360–368, 1911.
19) Über das Wesen der elektrolytischen Dissoziation und Lösungstension. Zeitschr. f. Elektrochem. **17**, 453–466, 1911.
20) Über die Absorption der ultravioletten Strahlen in Ozon und ihre Verwendung zur Bestimmung geringer Ozonkonzentrationen. (Mit M. Möller.) Physik. Zeitschr. **13**, 729–732, 1912.
21) Bericht über die 19. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft Heidelberg. Physik. Zeitschr. **13**, 985–988, 1912.
22) Über Ozonbildung durch Lenardstrahlen. (Mit M. Möller.) Physik. Zeitschr. **13**, 1040–1043, 1912.
23) Über die Viskosität der anisotropen Flüssigkeiten. Physik. Zeitschr. **14**, 652–655, 1913.
24) Bericht über die 20. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft in Breslau. Physik. Zeitschr. **14**, 1243–1247, 1913.
25) Über die Gestalt der idealen Elektrokapillarkurve. Zeitschr. f. Elektrochem. **19**, 617–622, 1913.
26) Elektrokapillarität. Handwörterbuch der Naturwissenschaften, Bd. III, S. 428–441, 1913.
27) Theorie der Hiebtöne. (Mit Heinr. Lauth.) Ann. d. Phys. **44**, 801–812, 1914.
28) Wärmeelektrische (thermoelektrische) Erscheinungen. Handwörterbuch der Naturwissenschaften, Bd. X, S. 397–421, 1915.
29) Einfluß von Katalysatorgiften auf die lichtelektrische Empfindlichkeit des Platins. (Mit E. Taege.) Zeitschr. f. Elektrochem. **21**, 562–569, 1915.
30) Über den Parallelismus von lichtelektrischer Empfindlichkeit und Voltaeffekt. Zeitschr. f. Elektrochemie **22**, 365–377, 1916.
31) Über die Abhängigkeit der Überführungszahlen von der Natur des Lösungsmittels. Zeitschr. f. Elektrochem. **22**, 445–446, 1916.
32) Über die Eigenschwingungen freier Kreiselmoleküle. Ann. d. Phys. (4) **50**, 346–368, 1916.
33) Molekulare Präzessionsschwingungen und spezifische Wärme. Ann. d. Phys. (4) **51**, 450, 1916.
34) Zur Hydrodynamik der Hiebtöne. Ann. d. Phys. (4) **60**, 279–280, 1919.
35) Theorie der Spalttöne. (Mit E. Schmidtke.) Ann. d. Phys. (4) **60**, 701–714, 1919. (Auch experimentell.)
36) Theorie der Schneidentöne. Ann. d. Phys. (4) **62**, 673–690, 1920. (Auch experimentell.)
37) Die Stellung der physikalisch-mathematischen Wissenschaften an den Deutschen Technischen Hochschulen. Internat. Monatsschrift f. Wiss., Kunst u. Techn. **14**, 1920; ferner Zeitschr. f. techn. Phys. 2, 113–120, 1921.
38) Die Tonbildung bei Pfeifen mit kreisförmigem Spalt durch periodische Ablösung von Kreiswirbeln (Mit E. Marschner.) Ann. d. Phys. (4) **67**, 581–611, 1922.
39) Über die lichtelektrische Empfindlichkeit von wasserstoffbeladenen Palladium-Silberlegierungen (Mit A. Ehmer.) Zeitschr. f. Phys. **14**, 1–5, 1923.
40) Über die Beziehungen zwischen der modernen Astronomie und Physik. Mitt. d. Ges. von Freunden und Förderern d. Univ. Greifswald, S. 34–49, 1924.
41) Röntgenographische Untersuchungen von wasserstoffbeladenen Palladium- und Silberlegierungen. (Mit A. Sacklowski.) Ann. d. Phys. (4) **78**, 72–82, 1925.
42) Über die Ozonbildung durch Elektronenstoß. (Mit O. Utesch.) Ann. d. Phys. (4) **78**, 113–156, 1925.
43) Materie und Energie im Weltgeschehen. Rede, gehalten bei der Übernahme des Rektorats 15. Mai 1926, S. 1–29, Verlag Bamberg, Greifswald.

44) Röntgenographische Untersuchungen von passiven Metallen. (Mit E. Nähring.) Ann. d. Phys. (4) **84**, 939–948, 1927.
45) Reststrahlen von Mischkristallen. (Mit O. Reinkober und E. Koch-Holm.) Ann. d. Phys. (4) **85**, 110–128, 1928.
46) Über die Dielektrizitätskonstanten einiger Metalldämpfe. (Mit F. Maske.) Physik. Zeitschr. **30**, 314–320, 1929.
47) Hochohmige Widerstände für niedere und hohe Spannungen. Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 495–500, 1929.
48) Über den äußeren lichtelektrischen Effekt der Silberhalogenide. (Mit A. Ball.) Zeitschr. f. Phys. **55**, 28–43, 1929.
49) Periodische Intensitätsschwankungen von gasgefüllten Glühlampen. (Mit J. Schmekel und G. Längenfeld.) Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 629–634, 1929.
50) Versuche mit gerichteten kurzen elektrischen Wellen. Heerestechnik **8**, 281, 1930.
51) Krüger-Kohlrausch, Kleiner Leitfaden der praktischen Physik. 5. Aufl., fast völlig neu geschrieben, 498 Seiten. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1932.
52) Änderung der Gitterkonstanten und der Leitfähigkeit des Palladiums durch elektrolytische Wasserstoffbeladung. (Mit G. Gehm.) Ann. d. Phys. (5) **16**, 174–189, 1933.
53) Gitterkonstanten und elektrische Leitfähigkeit elektrolytisch beladener Palladium-Silberlegierungen in Abhängigkeit von der Wasserstoffbeladung. (Mit G. Gehm.) Ann. d. Phys. (5) **16**, 190–202, 1933.
54) Über die Strahlung von Glühkörpergasöfen und ihre physiologische Wirkung. (Mit O. Reinkober.) Das Gas- und Wasserfach **76**, 245–251, 1933.
55) Über die Farbenänderung von Stoffen bei Beleuchtung mit künstlichem Licht statt Tageslicht. Schriften der Naturforschergesellschaft in Danzig **19**, 81–90, 1933.
56) Registrierungen und Vergleichsmessungen ultravioletter Sonnen- und Himmelsstrahlung mit kugelförmigen Kadmiumzellen. (Mit M. Bender.) Physik. Zeitschr. **35**, 321–328, 1934.
57) Die Elektronenemission von Wolfram-Molybdänlegierungen. (Mit H. Freytag.) Ann. d. Phys. (5) **21**, 697–742, 1934.
58) Die Verdampfungswärme der Elektronen aus Wolfram, Tantal und Molybdän und ihr Temperaturkoeffizient. (Mit G. Stabenow.) Ann. d. Phys. (5) **22**, 713–734, 1935.
59) Über die Fortsetzung der Dampfdruckkurve oberhalb des kritischen Punktes. Physik. Zeitschr. **37**, 56–58, 1936.
60) Bestimmung der Minimalspannung für Ozonbildung durch Elektronenstoß. (Mit Charlotte Zickermann.) Zeitschr. f. Phys. **99**, 428–452, 1936.
61) Lichtelektrische Empfindlichkeit von Palladium-Silberlegierungen, die mit Wasserstoff gesättigt sind. (Mit W. Kallenbach.) Zeitschr. f. Phys. **99**, 743–750, 1936.
62) Über die Verwendung von Leuchtquarzresonatoren als Vibrationselektrometer bei Messungen in der Wheatstoneschen Brücke, insbesondere zur Messung des Skineffekts an Drähten aus Eisen und *Mu*-Metall. Ann. d. Phys. (5) **26**, 167–176, 1936.
63) Messungen des Voltaeffekts an reinen Metallen. (Mit G. Schulz.) Ann. d. Phys. (5) **26**, 308–330, 1936.
64) Strahlungs- und Klimamessungen im Physikalischen Institut der Universität Greifswald für die Jahre 1934 und 1935. (Mit P. Wüsthoff.) Mitt. d. Naturwiss. Ver. f. Neuvorpomm. u. Rügen **63**, 1–11, 1936.
65) Über die Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls, der Elastizitätsgrenze und der Zerreißfestigkeit des Palladiums vom Wasserstoffgehalt. (Mit H. Jungnitz.) Zeitschr. f. techn. Phys. **17**, 302–306, 1936.
66) Elektrische Bekämpfung der Maikäferplage. (Mit H. Gericke und W. Raßmann.) Mitt. d. Naturwiss. Ver. f. Neuvorpomm. u. Rügen in Greifswald **63**, 7, 1936.
67) Über Voltaeffekt an reinen Metallen. Forschungen u. Fortschritte **12**, 323–325, 1936.
68) Über die Wirbelbildung bei Schneidentönen. (Mit H. Casper.) Physik. Zeitschr. **37**, 416–423, 1936.
69) Über Kristalle mit permanenten, durch die Kristallstruktur bedingten Magnetpolen. Forschungen u. Fortschritte **13**, 248–249, 1937.
70) Über den natürlichen Magnetismus von Kristallen. (Mit F. Brasack.) Ann. d. Phys. (5) **30**, 113–135, 1937.
71) Über die innere Reibung von Holz. (Mit E. Rohloff.) Zeitschr. f. Phys. **110**, 58–68, 1938.
72) Über die Farbe und Struktur der Lösungen des Natriums in flüssigem Ammoniak. Ann. d. Phys. (5) **33**, 265–284, 1938.

Auf Anregung bzw. unter Leitung von F. Krüger in den ihm unterstellten Instituten der Technischen Hochschule Danzig und der Universität Greifswald ausgeführte Arbeiten:

73) M. W. Neufeld, Über den Einfluß eines Magnetfeldes auf die Ausflußgeschwindigkeit anisotroper Flüssigkeiten aus Kapillaren. Physik. Zeitschr. **14**, 646–650, 1913.
74) H. Krumreich, Experimentelle Bestimmung der Tropfelektrodenpotentiale in Wasser-Alkoholgemischen. Zeitschr. f. Elektrochem. **19**, 622–636, 1913.
75) H. Krumreich, Bestimmung der Überführungszahlen des Silberions in 0,01 $n \cdot AgNO_3$-Lösungen in Alkohol-Wassergemischen bei 40°. Zeitschr. f. Elektrochem. **22**, 446–464, 1916.
76) H. Riegger, Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Gasen. Ann. d. Phys. (4) **59**, 753–760, 1919.
77) E. Schmidtke, Zur Hydrodynamik der Schneidentöne. Ann. d. Phys. (4) 60, 715–733, 1919.
78) H. Bohlin, Eine neue Anordnung für röntgenkristallographische Untersuchungen von Kristallpulver. Ann. d. Phys. (4) **61**, 421–439, 1920.
79) F. Maske, Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Dämpfen. Diss. Greifswald 1924. Phys. Zeitschr. **28**, 533–545, 1927.

80) H. Beuthe, Über das Verhalten von langsamen Elektronen im Quecksilberdampf. Diss. Greifswald 1928. Ann. d. Phys. **84**, 949—975, 1928.
81) O. v. Auwers, Über den Einfluß der Gasbeladung auf die lichtelektrische Empfindlichkeit von Kohle. Zeitschr. f. Phys. **51**, 628—637, 1928.
82) W. Espe, Über die Emission von Elektronen aus Metallen bei Bestrahlung mit Röntgenstrahlen. Diss. Greifswald 1924. Ann. d. Phys. (5) **2**, 381—426, 1929.
83) E. Blumental, Die Messung des Peltiereffektes an Wolfram-Molybdän. Ann. d. Phys. (4) **7**, 479—488, 1930.
84) M. Bender, Strahlungs- und Klimamessungen im Physikalischen Institut der Universität Greifswald. Mitt d. Naturwiss. Ver. f. Neuvorpomm. u. Rügen in Greifswald **60**, 1—21, 1932/33.
85) G. Bethe, Über die chemischen und physikalischen Bedingungen der lichtelektrisch wirksamen Wasserstoffbeladung. Zeitschr. f. Phys. **80**, 701—725, 1933.
86) H. Mundt, Röntgenographische Untersuchung von wasserstoffbeladenen Palladium-Goldlegierungen. Ann. d. Phys. (5) **19**, 721, 1934.
87) F. Klauer, Über den Einfluß der Entgasung des Kaliums auf den selektiven lichtelektrischen Effekt. Ann. d. Phys. **20**, 90, 1934.
88) W. Rodewald, Ultraschallwellen. (Zusammenfassender Bericht.) Zeitschr. f. techn. Phys. **15**, 192—200, 1934.
89) G. Heiber, Messungen der thermoelektrischen Kraft der Alkalimetalle im festen und flüssigen Zustand. Ann. d. Phys. (5) **23**, 111—136, 1935.
90) H. Gericke, Die Methoden zur Messung des Voltaeffektes. Physik. Zeitschr. **37**, 327—338, 1936.
91) Chr. Sörensen, Absorptions-, Geschwindigkeits- und Entgasungsmessungen im Ultraschallgebiet. Ann. d. Phys. (5) **26**, 121, 1936.
92) K. Reger, Die chemischen Bedingungen der lichtelektrisch wirksamen Wasserstoffbeladung des Platins und Tantals. Zeitschr. f. Phys. **102**, 156—162, 1936.
93) Chr. Sörensen, Die Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von Ultraschall in Flüssigkeiten. Ann. d. Phys. (5) **27**, 70—74, 1936.
94) P. Wüsthoff, Über die Dielektrizitätskonstante von Quecksilberdampf in Abhängigkeit von der Dichte bei verschiedenen Temperaturen. Ann. d. Phys. (5) **27**, 312—328, 1936.
95) V. Middel, Lichtelektrische Messungen am metallischen Antimon. 1936. Zeitschr. f. Phys. **105**, 358, 1937.

In Zeitschriften nicht veröffentlichte, auf Anregung bzw. unter Leitung von F. Krüger in Greifswald entstandene Dissertationen

96) A. Wegner, Untersuchungen zur Klärung der Theorie des Quadrantelektrometers. 1921.
97) A. M. Nocon, Kontaktwiderstände zwischen Metallplatten. 1921.
98) W. Schilling, Der lichtelektrische Effekt wasserstoffbeladenen Palladiums. 1923.
99) W. Stroh, Der Wechselstrom-Gleichstromeffekt an Wismutdraht in Abhängigkeit von der Frequenz und vom Gasgehalt. 1927.
100) W. Koosmann, Ein Wechselstrombolometer. 1928.
101) G. Bublitz, Messungen über den Stoß zwischen einem frei beweglichen und einem elastisch gebundenen Körper. 1928.
102) E. Blumental, Die Messung der thermoelektrischen Kräfte an Wolfram, Tantal und Molybdän bis zu 2600° C und ihre Berechnung aus den glühelektrischen Konstanten. 1929.
103) A. Neuhaus, Über den Becquerel-Effekt an Kupferoxyd und Silberhalogenen. 1929.
104) K. Skowronnek, Zur Entwicklung der Elektronenverstärkerröhre. 1931.
105) H. Gericke, Über den Voltaeffekt. 1932.
106) E. Turowski, Die Potentialdifferenz zwischen glühenden Metallen. 1936.

Schriften allgemeinen Inhalts von F. Krüger

107) Emil Boses Wirken. Physik. Zeitschr. **12**, 1244—1247, 1911.
108) Die Bedeutung der Technischen Hochschule für das geistige Leben Danzigs. In: „Die Deutsche Technische Hochschule in Danzig". Verlag: Die Verbindung, Zürich 1919.
109) Die Universität Greifswald in ihrer geschichtlichen Entwicklung und in ihrer Bedeutung für die Gegenwart. Pommern-Jahrbuch 1926/27, S. 109—123. Verlag Saunier, Stettin.
110) Otto Jaekel als Persönlichkeit. Mitt. d. Naturwiss. Ver. f. Neuvorpomm. u. Rügen in Greifswald 57, 1—8, 1930.
111) Universität Greifswald. Das akademische Deutschland. Bd. I, S. 173—180. Verlag C. A. Weller, Berlin 1930.
112) Die Bedeutung der Universität Greifswald nach ihrer örtlichen Lage. Pommern-Jahrbuch 1930/31, S. 93—99.
113) Walter Nernst zum 70. Geburtstage. Zeitschr. f. techn. Phys. **15**, 209—214, 1934.
114) Rudolf Clausius. Pommersche Lebensbilder, Bd. I, S. 208—211, 1935.
115) Wilhelm Holtz. Pommersche Lebensbilder, Bd. I, S. 275—278, 1935.
116) Otto Lilienthal. Pommersche Lebensbilder, Bd. I, S. 246—350, 1935.
117) P. A. Nobert. Pommersche Lebensbilder, Bd. II, 1936.
118) Georg Simon Ohm. Forschungen u. Fortschritte **13**, 108, 1937.
119) 50 Jahre seit dem Erscheinen von W. Nernsts Arbeit über die elektromotorische Wirksamkeit der Ionen. Naturwiss. **27**, 553—555, 1939.

ABHANDLUNGEN

Über den elektrischen Widerstand von polykristallinem Gold, Blei, Niob und Tantal in starken magnetischen Querfeldern bei tiefen Temperaturen

Von E. Justi

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin-Charlottenburg)

1. Aufgabenstellung

Die neuere Entwicklung der Experimente zum metallischen Leitungsmechanismus geht von Messungen von Justi und Scheffers (1,2) aus, die untersuchten, ob die von Meißner und Scheffers (3) bei 20,4° abs. beobachtete Vermehrung des elektrischen Widerstandes reinsten Goldes durch ein zum Meßstrom bzw. Probestabachse senkrechtes Magnetfeld auch bei Feldstärken oberhalb von 13 kG dem Feld proportional bleibt, ohne die von der Theorie des freien Elektronengases (4) verlangte Widerstandssättigung zu zeigen. Diese Frage konnte damals durch Erzeugung stärkerer Querfelder ($H_{\max} = 21{,}7$ kG) unter gleichzeitiger weiterer Temperatursenkung dahin beantwortet werden, daß tatsächlich der Widerstand vervielfacht werden kann ($\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T} = 4{,}7$ bei 14° abs. und 21,7 kG), ohne daß die schon bei größenordnungsmäßig geringeren Widerstandsvermehrungen erwartete Sättigung eintritt. Zugleich wurde damals der Grund für die Ungültigkeit der Theorie des freien isotropen Elektronengases aufgedeckt: die Widerstandsvermehrung hängt selbst bei den regulär kristallisierenden Metallen von der Orientierung des Magnetfeldes zu den Achsen einer einkristallinen Metallprobe ab, womit die Bedeutung erstens der anisotropen Bindung der Leitungselektronen und zweitens ihrer anisotropen Streuung an den Gitterschwingungen für das Zustandekommen des elektrischen Widerstandes gegenüber der Vorstellungen des freien (ungebundenen) und isotropen Elektronengases aufgedeckt war. Seitdem sind in dem Kältelaboratorium der Reichsanstalt eine große Zahl von reinen einkristallinen Metallen auf ihr galvanomagnetisches Verhalten untersucht worden [Lit. siehe in (5)], wobei sich eine durch Mannigfaltigkeit der Kristallgitter und der äußeren Elektronen bedingte Verschiedenartigkeit der Leitungsmechanismen zeigte (5). Nach dem Versagen der universellen Elektronengastheorie ergab sich als einziges allgemeingültiges Gesetz die im Anschluß an eine empirische Regel von Justi und Scheffers (6) von Kohler (7) abgeleitete Gesetzmäßigkeit über den Zusammenhang zwischen Temperatur- und Feldstärkenabhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung, wonach die über alle Azimute des Einkristalls gemittelte relative Widerstandszunahme $\overline{\Delta\varrho_{H,T}}/\varrho_{H=0,T}$ bei nicht allzu großen Variationen von T, H und $\bar{\tau}$ (Restwiderstand) für ein bestimmtes Metall lediglich eine Funktion des Argumentes $H/r_{H=0,T}$ ist ($r_{H=0,T} = R_{H=0,T}/R_{H=0,T=273°}$). Dieses Gesetz erscheint ebenso wie die Mathießensche Regel als Folge der Existenz einer mittleren isotropen Streuzeit $\bar{\tau}$ der Leitungselektronen an den Gitterschwingungen. Durch diese Regel hat sich die Möglichkeit ergeben, die Widerstandsänderungen aller Metalle durch das ganze periodische System hindurch sinnvoll zu vergleichen. Damit ist die Messung der über alle Azimute gemittelten Widerstandsvermehrung, $\overline{\Delta\varrho_{H,T}}/\varrho_{H=0,T}$, die nach der Entdeckung der Anisotropie der Widerstandsvermehrung zunächst in den Hintergrund getreten war, zu neuer Bedeutung gelangt, besonders wenn diese nach dem Vorgang von Justi und Kramer (8) zur Eliminierung der verschieden starken Gitterschwingungen der Metalle auf $r_T = R_T/R_\Theta = r_T \cdot r_{273}$ (Θ = Debyesche charakteristische Temperatur) statt auf $r_T = R_T/R_{273}$ bezogen wird („reduziertes Kohlerdiagramm"). Solche Daten fehlen in der Diskussion über den Zusammenhang zwischen elektrischer Leitfähigkeit und periodischem System namentlich für dessen Spalten Ib, IVb und Va. Nachfolgend wird über entsprechende Messungen an polykristallinem Gold, Blei, Niob und Tantal bis zu möglichst hohen H/r-Werten, wie sie bei $H = 40000$ Gauß in flüssigem Helium erreicht werden, berichtet.

Bei Metallen wie *Au* und *Pb* erscheint es wegen ihrer extrem großen elektrischen Anisotropie unmöglich, die mittleren Widerstandsvermehrungen $\overline{\Delta\varrho_{H,T}}/\varrho_{H=0,T}$ durch azimutale Mittelung über vorhandene Einkristallmessungen zu gewinnen[1]); steigt doch z. B. bei *Pb* nach Justi und Scheffers (9) dieser Mittelwert beschleunigt mit dem Feld an, wenn man über [111] ϑ als Drehachse mittelt, dagegen verzögert, wenn man stattdessen eine [100]-Achse wählt. Niob und Tantal dagegen können einstweilen über-

1) Infolge der nur angenäherten Gültigkeit der reduzierten Kohlerschen Regel können hier prinzipielle Fragen, wie die nach der richtigen Mittelungsvorschrift für Einkristallmessungen (entsprechend den Bruggemannschen Berechnungen betreffs der elastischen Daten), oder die über den Einfluß der Zieh- und Walztextur der Proben, vernachlässigt werden.

haupt nicht in einer Reinheit erhalten werden, die Anisotropien an hieraus hergestellten Kristallen bemerken lassen würden. Insofern kommen hier einstweilen nur Messungen an polykristallinem Metall in Betracht.

2. Herkunft und Herrichtung der Metallproben

Als Goldprobe („*Au* 14b") diente ein Draht von 1,0 mm Dicke, 60 mm Länge und 54 mm Abstand der Potentialdrähte, der hierzu aus dem von Mylius besonders geeimgten Goldbestand der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gezogen worden war. Das Stäbchen wurde zum Schutz gegen weitere Verformungen mit einem dünnwandigen Glasrohr als genau passender Hülse umgeben und nach Anlöten der Strom- und Spannungsdrähte an die kurzen frei herausragenden Enden 24 Stunden bei 100° C getempert. Der Restwiderstand ergibt sich mit $z \approx r_{4,2°} = 0{,}000851$ ein wenig höher als z. B. bei dem 2,8 mm dicken *Au*-12-Kristall von Meißner und Voigt (11) mit $z = 0{,}000294$, aber niedriger als bei dem polykristallinen 0,3 mm dicken Mylius-Golddraht dieser Autoren mit $z = 0{,}00109$. Es ist nicht unwahrscheinlich, daß hier eine Widerstandserhöhung vorliegt, die durch das Absinken der freien Weglänge der Leitungselektronen auf den Betrag des Drahtdurchmessers verursacht ist (12).

Aus diesem Grunde wurde auch die Bleiprobe nur auf 0,75 mm Durchmesser heruntergezogen; als Ausgangsmaterial diente wieder das schon von Justi und Scheffers (9) zu den Bleikristallmessungen benutzte Blei „zur Analyse" von Kahlbaum. Auch dieses Stäbchen wurde in eine gläserne Schutzhülle gesteckt und in demselben Abstand wie *Au* 14b mit Drähten versehen. Die Erholung des *Pb* erfolgt erfahrungsgemäß schon bei Zimmertemperatur, weshalb auf eine besondere Wärmebehandlung verzichtet wurde.

Lang dauernde Bemühungen, auch Niob- und Tantalpräparate ähnlicher Reinheit zu erhalten, blieben leider erfolglos. Außer den industriell hergestellten und verwerteten Proben standen uns dank des freundlichen Entgegenkommens von Herrn Dr. Burgers-Eindhoven auch die aus der Dampfphase niedergeschlagenen *Nb*- und *Ta*-Proben zur Verfügung, die dieser zusammen mit Basart (14) hergestellt und beschrieben hat. Als reinste Niob-Probe muß nach unseren Untersuchungen weiterhin diejenige gelten, die von Noddack für Meißner, Franz und Westerhoff (15) hergestellt wurde und nur noch durch O_2 (0,08 Proz.) und *Ta* (0,02 Proz.) verunreinigt sein soll. Das benutzte Präparat ist ein Blechstreifen von 0,25 mm Dicke, von durchschnittlich 3 mm Breite, einer Länge = Abstand der Stromdrähte von 45 mm und 40 mm Meßlänge. Um die Steifigkeit des Blechstreifens zu erhöhen, wurde er mit der Kante parallel zur Stromrichtung rechtwinklig gebogen, wonach auf die von Meißner angewandte Glimmermontierung verzichtet werden konnte, und nun auch diese Probe in den nur 2 mm weiten Ansatz eines Vakuummantelgefäßes paßte. Der Streifen wurde nach erfolgter Biegung 45 Minuten bei 400° C im Vakuum getempert, an den Enden galvanisch verkupfert und mit Lötzinn an die Zuleitungsdrähte gelötet. Der Restwiderstand beträgt etwa 6,5 Proz.

Die reinste verfügbare Tantalprobe, Tantal 2 von Meißner und Voigt (11), mußte wegen des geringen Drahtdurchmessers von 0,05 mm in der Glimmermontierung belassen werden; als Vakuummantelgefäß kam deshalb nur eines mit elliptischem Ansatz in Betracht, wie es Meißner und Scheffers (16) beschrieben haben, und das Querfelder von höchstens 35 kG erzielen ließ. Daß solche offenen Gefäße keine Senkung der Temperatur unter 20,4° abs. erlauben, ist insofern belanglos, als schon bei dieser Temperatur das Widerstandsverhältnis $r_{20,4°} = 0{,}0140$ fast nur aus temperaturunabhängigem Restwiderstand ($z = 0{,}00991$) besteht. Die Meßlänge beträgt 53 mm.

3. Versuchsanordnung

Die Versuchsanordnung blieb im wesentlichen dieselbe wie bei den bisherigen Versuchen z. B. an Indium (17), so daß nur diejenigen Vorsichtsmaßnahmen erwähnt zu werden brauchen, die sich bei der Messung kleinster Widerstandserhöhungen in sehr engen Gefäßen als notwendig erwiesen haben. Füllt man flüssigen Wasserstoff in ein Gefäß, aus dem nicht vorher alle Luft ausgepumpt oder durch Wasserstoffgas herausgespült worden ist, so bilden sich mehr oder weniger große Körnchen oder Klumpen von fester Luft, die durch ihren Sauerstoffgehalt stark paramagnetisch ist und die infolge ihrer höheren Dichte am Grund des leichteren flüssigen Wasserstoffs liegt. Schaltet man nun das Magnetfeld ein, so werden die in seinem inhomogenen Teil befindlichen Luftkörner in den Spalt des Magneten heruntergezogen und verstopfen damit die Öffnung des engen Ansatzes, der die Metallprobe enthält. Hierdurch steigt der Siededruck des Wasserstoffs in diesem Röhrchen, und damit auch die Temperatur und der elektrische Widerstand der Metallprobe. Das Auftreten einer solchen *thermischen* Widerstandserhöhung läßt sich bei der Beobachtung am

Kompensationsapparat dadurch von der gesuchten *magnetischen* Widerstandserhöhung unterscheiden, daß sie sich nicht momentan einstellt, sondern entsprechend dem allmählichen Anwachsen des Siededruckes langsam zunimmt. Bei den Messungen an *Nb* mit seiner extrem geringen Widerstandsvermehrung wurde dieser Effekt dadurch vermieden, daß das Gefäß zunächst evakuiert und dann an einen H_2-Gasometer angeschlossen wurde, ehe der flüssige Wasserstoff eingehebert wurde.

Die starke Anziehungskraft, die Sauerstoff durch den inhomogenen Teil eines Elektromagneten erfährt, läßt sich dadurch anschaulich demonstrieren, daß man sauerstoffreiche flüssige Luft in den Magnetspalt gießt, wo sie selbst bei einigen Zentimetern Polschuhabstand bis zum völligen Verdampfen frei schweben bleibt; eine Photographie dieses Vorganges ist in Abb. 1

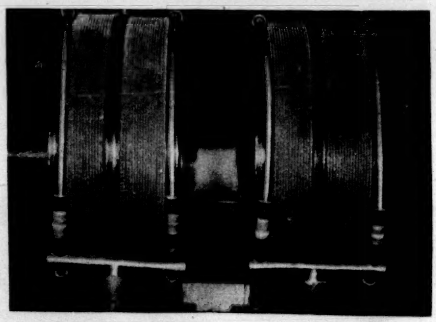

Abb. 1. Sauerstoffreiche flüssige Luft, zwischen den Polschuhen eines kleinen Weiß-Magneten hängend. Abstand der Polschuhe 18 mm, maximale Feldstärke 15 kG.

wiedergegeben. Aus den Versuchsdaten kann man folgern, daß Messungen der magnetischen Widerstandsvermehrung in Sauerstoffbädern ganz besonders starken Verfälschungen durch magnetische Siedetemperaturerhöhung ausgesetzt sind. Die daher von uns in Übereinstimmung mit Kapitza und Milner (18) gezogene Konsequenz, im Temperaturbereich der siedenden Luft Widerstandszunahmemessungen ausschließlich mit Bädern des diamagnetischen Stickstoffs auszuführen, kann jetzt erneut mit Hilfe der Kohlerschen Regel verifiziert werden, die die Eliminierung der Temperatur als Bestimmungsgröße für die Widerstandserhöhung erlaubt. Trägt man nämlich die relativen Widerstandserhöhungen $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ für verschiedene Temperaturen und Feldstärken als Funktion des Quotienten $H/\mathfrak{r}_T$ ($\mathfrak{r}_T = R_T/R_\theta$ = reduziertes Widerstandsverhältnis, θ = Debye-Temperatur) auf, so sollten sich nach dieser Regel die einzelnen Isothermen der Widerstandszunahme zu einem einzigen Kurvenzug zusammensetzen. Wie die Abb. 3 nach den in Zahlentafel 1 wiedergegebenen Messungen an *Au* 14b erkennen läßt, lassen sich zwar die Isothermen für 4,2°, 14,0°, 20,4° und 79° abs. annähernd zu einem solchen glatten Kurvenzug verbinden, dagegen betragen die im Sauerstoffbad gemessenen Widerstandserhöhungswerte etwa das Dreifache des gemeinsamen Kurvenzuges.

Aus der Verschiebung dieses Kurvenzweiges in Richtung steigender Ordinaten kann die der magnetischen Widerstandszunahme überlagerte thermische Widerstandserhöhung bei $H/\mathfrak{r}_T = 10^2$ [*kG*] zu 2,7 Proz. abgegriffen werden, woraus sich bei dem bekannten Temperaturkoeffizienten des Gold-Widerstandsthermometers von 1,9 Proz. (diese Werte für $H = 0$ können wegen der relativ nur geringen Widerstandsänderung unbedenklich in der Näherungsrechnung eingesetzt werden) eine magnetische Siedetemperaturerhöhung von 1,4° ergibt. Diese große, durch inhomogene Magnetfelder verursachte Siededruckänderung ist natürlich nicht mit der nach den Berechnungen des Verfassers (19) um rund 4 Größenordnungen niedrigeren Temperaturänderung zu verwechseln, die ein homogenes Magnetfeld durch Verschiebung des thermodynamischen Gleichgewichtes zwischen der flüssigen und dampfförmigen Phase mit ihren verschiedenen magnetischen Suszeptibilitäten hervorbringt.

4. Darstellung und Diskussion der Meßergebnisse für Gold

Die am polykristallinen Gold *Au* 14b bei 78°, 20,4°, 14,0° und 4,22° abs. beobachteten relativen Widerstandserhöhungen $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ sind als Funktion der Stärke des Querfeldes $H_\perp$ in Zahlentafel 1 wiedergegeben und in Abb. 2 graphisch dargestellt. Während die bisherigen Messungen von Meißner und Scheffers (4) sowie Justi und Scheffers (1, 2) keine sichere Abweichung von einer linearen Funktion der Feldstärke erkennen ließen, zeigen die neuen Messungen infolge Verdopplung des Feldstärkenbereiches und Erhöhung der Meßgenauigkeit (u. a. hat die Verdrillung der Strom- und Spannungsdrähte nach Justi und Kramer (17) eine wesentlich genauere Ablesung des Galvanometerausschlages ermöglicht) eine mit steigender Feldstärke und sinkender Temperatur immer deutlicher hervortretende Sättigungstendenz. Besonders deutlich wird das verzögerte Ansteigen der Widerstandsvermehrung, wenn man durch Benutzung der Kohlerschen Regel alle

Isothermen zu einer einzigen Kurve vereinigt, indem man die $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ als Funktion von H/τ_T aufträgt, wie es in Abb. 3 geschehen ist. Hierbei ist nach Grüneisen (20) die charakteristische Temperatur des *Au* mit $\theta_D = 175°$ angenommen worden, womit sich $R_{273}/R\theta = 1{,}642$ ergibt (21) und $\tau_T = 1{,}642 \cdot r_T$ wird. Die aus den gemessenen $H_\perp$- und r_T-Werten berechneten H/τ_T-Werte sind als Grundlagen der Abb. 3 ebenfalls in Zahlentafel 1 angeführt.

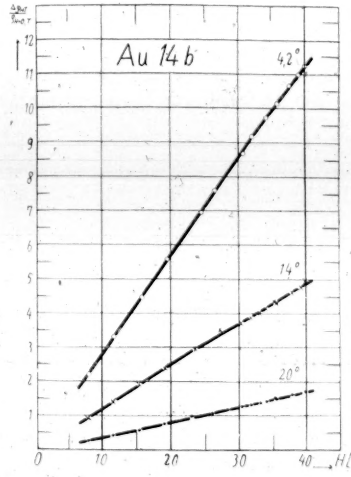

Abb. 2. Isothermen der relativen Widerstandszunahme $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ der polykristallinen Goldprobe *Au* 14b bei 20,4° (unten), 14,0° (Mitte) und 4,22° abs. (oben) als Funktion des angelegten magnetischen Querfeldes. Nach Zahlentafel 1.

Man sieht anschaulich, daß die Kohlersche Regel insofern nicht genau erfüllt ist, als die einzelnen Kurvenzweige, darunter auch solche nach Messungen von Kapitza (22) bei 78° abs. und $H_{max} = 300$ kG, nicht genau auf einer gemeinsamen Kurve liegen, sondern mit steigendem Argument H/τ_T von der gemeinsamen Tangentialkurve aus nach unten abbiegende Äste bilden. Wie vom Verfasser (23) kürzlich auseinandergesetzt, ist für *Au* wie für andere Metalle der ersten Spalte des periodischen Systems deshalb keine genaue Befolgung der Kohlerschen Regel zu erwarten, weil diese Metalle bekanntlich extrem anisotrope Gitterschwingungen ausführen (vgl. z. B. 24, 25) und daher die Voraussetzung für die Ableitung der Kohlerschen Regel (7) nicht zutrifft, daß man mit einer mittleren isotropen Streuzeit $\bar{\tau}$ rechnen darf.

Es handelt sich hierbei um die gleiche Voraussetzung wie bei der Nernst-Matthießenschen Regel über den Restwiderstand, und damit sind systematische Abweichungen auch von dieser Regel zu erwarten. Die Ermittlung der Zusatzwiderstände z bietet insofern Schwierigkeiten, als die Temperaturskalen der verschiedenen Autoren nicht übereinstimmen. Bildet man aber Anhaltswerte für die $z \approx r_{gemessen} - r_{berechnet}$,

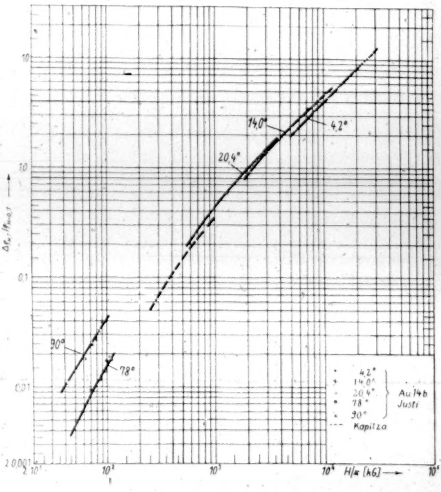

Abb. 3. Reduziertes Kohlersches Diagramm der relativen Widerstandszunahme $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ der polykristallinen Goldprobe *Au* 14b als Funktion des Quotienten $H_\perp/\tau_T$ [kG]. $\tau_T = R_T/R\theta$ = reduziertes Widerstandsverhältnis. Nach Zahlentafel 1 und Abb. 2.

und setzt man für die r_{ber} bei 20,4°, 14° und 4,2° abs. die von Grüneisen (20) angepaßten r_{ber}-Werte von $r_{20,4°} = 0{,}00577$, $r_{14°} = 0{,}00111$ und $r_{4,2°} = 0{,}000003$, so findet man ein Anwachsen von z mit T: $z_{20,4°} = 0{,}00132$, $z_{14°} = 0{,}00116$, $z_{4,2°} = 0{,}00085$. Diese Feststellung von der Temperaturabhängigkeit des Restwiderstandes verdient insofern Vertrauen, als Grüneisen und Goens (26) an dem derselben Spalte 1a des periodischen Systems angehörenden *Cu* Abweichungen von der Nernst-Matthießenschen Regel finden, die in demselben Sinne verlaufen und durch die hier herangezogene Stoßzeitanisotropie ihre Erklärung finden.

Die Abweichungen von der Kohlerschen Regel sind aber nicht so bedeutend, daß man die Widerstandserhöhungen des *Au* nicht mit denen anderer Metalle im reduzierten Kohler-

Zahlentafel I.

Relative magnetische Widerstandszunahme $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ der Goldprobe *Au* 14b als Funktion der Stärke des zur Stäbchenachse = Meßstromrichtung senkrechten magnetischen Querfeldes H [kG] und des Quotienten $10^{-2}\,H/\tau_T$ [kG] bei verschiedenen Temperaturen. $r_T = R_T/R_{273}$ = Widerstandsverhältnis, $\tau_T = R_T/R_\theta = r_T \cdot 1{,}642$ = reduziertes Widerstandsverhältnis für die charakteristische Debye-Temperatur $\theta_D = 175°$ abs. nach Gleichung (20). Dicke des Stäbchens 1,00 mm, Abstand der Stromdrähte 60 mm, der Potentialdrähte 54 mm

$T°$ abs.	79		20,4			14,0			4,22		
r_T	0,219		0,00700			0,00227			0,000851		
τ_T	0,300		0,0116			0,00373			0,001397		
H [kG]	$10^{-2}\,H/\tau_T$ [kG]	$\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$	H [kG]	$10^{-2}\,H/\tau_T$ [kG]	$\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$	H [kG]	$10^{-2}\,\mathrm{m}\,H/\tau_T$ [kG]	$\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$	H [kG]	$10^{-2}\,H/\tau_T$ [kG]	$\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$
			7,8$_4$	6,74	0,254	7,8$_4$	21,0	0,908	8,0	57,3	2,21$_3$
			11,5	9,88	0,420	11,5	30,8	1,40$_0$	11,7		3,34$_0$
			15,3	13,1	0,593	15,3	41,0	1,90$_8$	15,8	113	4,48$_1$
18,5	0,514	0,0$_2$48	19,0	16,3	0,770	19,0	50,9	2,40$_8$	19,5	140	5,50$_9$
			23,5	20,2	0,990	23,5	62,9	2,96$_1$	24,5	175	6,96$_0$
			26,0	22,3	1,07$_7$	26,0	69,6	3,24$_6$	26,5	190	7,59$_0$
						27,2	72,6	3,53$_1$			
25,5	0,708	0,0$_2$959	28,3	24,3	1,18$_8$						
			30,3	26,0	1,26$_9$	30,3	81,1	3,73$_1$	30,7	220	8,67$_5$
			31,0	27,2	1,33$_6$	31,6	84,6	3,87$_7$	32,0	229	9,18$_8$
			33,0	28,4	1,38$_8$	33,0	88,4	4,03$_1$			
			33,9	29,1	1,42$_7$	33,9	90,8	4,15$_4$	34,2	245	9,72$_2$
			35,4	30,4	1,50$_4$	35,4	94,8	4,33$_1$	35,8	256	10,1$_4$
31,5	0,875	0,0110$_8$	37,8	32,5	1,61$_7$	37,8	101,$_3$	4,93$_1$	37,7	270	10,6$_2$
35,0	0,972	0,0142$_2$	39,2	33,7	1,67$_2$	39,2	105,$_0$	4,76$_9$	39,1	280	10,9$_2$
35,8	0,994	0,0177$_3$	39,8	34,2	1,71$_3$	39,8	106,$_6$	4,95$_1$			
40,1	1,11$_1$	0,0180							40,1	287	11,2$_1$

diagramm vergleichen könnte, wie es in Abb. 3 geschehen ist. Daß *Au* wie alle anderen Metalle ungeradzahliger Valenz einer Widerstandssättigung für steigende H/τ_T zustrebt, ist zu erwarten, weil nur 2 *n*-wertige Metalle infolge der möglichen Kompensation von fast vollen und fast leeren Energiebändern die Möglichkeit zu unbeschränkt und beschleunigt anwachsender Widerstandsvermehrung besitzen, wie dies Kohler (27) bei der theoretischen Behandlung des *Ba*-Typus abgeleitet hat. Daß der Sättigungswert wesentlich — mindestens um $1^1/_2$ Größenordnungen — höher liegt als bei *Al* (28) und *In* (17), ist nach den Berechnungen von Justi und Kohler (29) zu erwarten, wonach der Sättigungswert der Widerstandsvermehrung mit steigender elastischer Anisotropie zunimmt.

Die Meßergebnisse der Zahlentafel I können mit denjenigen von Meißner und Scheffers (3, 16) an den reinsten Goldkristallen *Au* 5 und *Au* 11 deshalb nicht verglichen werden, weil diese Autoren den Winkel zwischen magnetischem Querfeld und Kristallachsen entsprechend der damaligen Vorstellung über die Isotropie der Elektrizitätsleitung nicht variiert hatten. Das Meßergebnis für die polykristalline Goldprobe *Au* II läßt sich ebenfalls mit den neuen Werten für *Au* 14b nicht vergleichen, weil *Au* II bei niedrigen Feldstärken statt einer Widerstandsvermehrung eine Widerstandsverminderung erfährt, für die Meißner und Scheffers eine Verunreinigung des *Au* II durch Eisen als Erklärung annahmen. Um diese Erklärung der eigenartigen Erscheinung zu prüfen, hat inzwischen Kußmann[1]) im magnetischen Laboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Messungen an *Au* II ausgeführt, die ergeben haben, daß diese Probe bei Feldstärken bis zu 20 kG eine konstante Suszeptibilität besitzt. Danach kann *Au* II kein ferromagnetisches (freies) Eisen, sondern allenfalls paramagnetisches (gelöstes) Eisen enthalten. Ob trotzdem die hier wiedergegebene Erklärung zutrifft, kann erst entschieden werden, wenn über die magnetische Widerstandsänderung paramagnetischer Eisenlegierungen Meßergebnisse vorliegen.

1) Herrn Reg.-Rat Dr. habil. A. Kußmann möchte der Verfasser für die Ausführung dieser Präzisionsmessungen seinen verbindlichsten Dank aussprechen.

Inzwischen haben Giauque und Stout (30) gefunden, daß ein geringer (1 Atom-Proz.) *Ag*-Zusatz zu reinem *Au* erstens einen Wiederanstieg des Widerstandsverhältnisses nach einem τ_T-Minimum bei 8° abs. bewirkt; und zweitens sich gleichzeitig mit der Umkehr des Temperaturkoeffizienten des Widerstandes ein Übergang von magnetischer Widerstandsvermehrung in Widerstandsverminderung vollzieht. Von einem Eisengehalt ist hier im Gegensatz zu der älteren unreinen Probe *Au* II keine Rede, und eine Erklärung der Erscheinung der Widerstandsverminderung erscheint demnach gegenwärtig noch nicht möglich.

Das Ergebnis der Messungen über die magnetische Widerstandsvermehrung des polykristallinen Goldes läßt sich kurz dahin zusammenfassen, daß entsprechend den Erwartungen der Typenlehre des metallischen Leitungsmechanismus Gold als Metall ungeradzahliger Valenz einen Sättigungswert der relativen Widerstandsänderung zeigt, der infolge seiner beträchtlichen elastischen Anisotropie und der hierdurch verursachten Streuzeitanisotropie der Leitungselektronen beträchtlich größer als 1 ist; diese Streuzeitanisotropie läßt sich in gleichzeitigen Abweichungen von der Kohlerschen und der Nernst-Matthießenschen Regel nachweisen.

5. Darstellung und Diskussion der Meßergebnisse für Blei

In ihrer Untersuchung über die galvanomagnetischen Eigenschaften von Bleikristallen haben Justi und Scheffers (31) die gemessenen absoluten Widerstände $\varrho_{H,T}$ [$\Omega \cdot$ cm] angegeben und sind dadurch den Schwierigkeiten entgangen, die sich durch den Eintritt der Supraleitung ($\varrho_{H=0,T} = 0$ für $T < 7{,}3°$ abs.) der Bleiproben für die Berechnung der relativen Widerstandsvermehrung $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ aus dem absoluten Widerstand ergeben; dem Zweck der jetzigen Untersuchung entsprechend, die Kurve des *Pb* im reduzierten Kohler-Diagramm festzulegen, kann auf die Bestimmung der relativen Widerstandsänderungen nicht mehr verzichtet werden.

Den ersten Weg zur Ermittlung der Werte von $\varrho_{H=0,T}$, die sich bei Ausbleiben der Supraleitung ergeben würden, hat Meißner (32) angegeben, indem er die Supraleitung durch überkritische Magnetfelder ($H > H_k$) [H_k = Mindestfeldstärke, die bei gegebener Temperatur die Supraleitung aufhebt]) aufhob und den gemessenen Widerstand $\varrho_{H,T}$ von hohen Feldstärken her über H_k hinaus auf $H = 0$ extrapolierte, wobei sich $r_{4{,}2°} = \varrho_{4{,}2°}/\varrho_{273°} = 1{,}75 \cdot 10^{-4}$ ergab.

Ein anderes Verfahren haben Justi und Scheffers (31) angegeben, wonach man unter Annahme der Gültigkeit der Kohlerschen Regel die Funktion $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T} = f(H/\tau_T)$ für Temperaturen oberhalb des Sprungpunktes ermittelt und dann von verschiedenen versuchsweise eingesetzten $\varrho_{H=0,T}$-Werten denjenigen wählt, der ein auf der experimentell ermittelten Kurve liegendes Wertepaar für H/τ_T und $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ liefert; hierbei hatte es sich gezeigt, daß die bei 20,4° und 14° abs. festgestellte Abnahme des Zusatzwiderstandes mit sinkender Temperatur fortschreitet, so daß auch nicht ganz so reine Bleiproben wie das von Mylius gereinigte und von Meißner (32) untersuchte Präparat kein wesentlich höheres Widerstandsverhältnis als $r_{4{,}2°} = 1{,}75 \cdot 10^{-4}$ besitzen dürften.

Dementsprechend wurde zur Umrechnung der an dem polykristallinen Blei $Pb\,2_{\text{pol}}$ beobachteten absoluten Widerstände auf relative Widerstandszunahmen am Heliumsiedepunkt wie für die Meißnersche Probe $r_{4{,}2°} = 1{,}75 \cdot 10^{-4}$ gesetzt. Dieses Vorgehen läßt sich speziell für $Pb\,2_{\text{pol}}$ noch zweifach rechtfertigen. Einerseits stimmt nämlich sein Widerstandsverhältnis $r_{14°} = 1{,}05_2 \cdot 10^{-4}$ am Wasserstofftripelpunkt (der

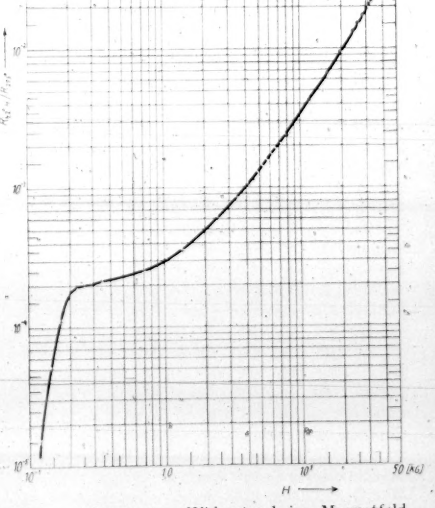

Abb. 4. Elektrischer Widerstand im Magnetfeld $\varrho_{H,T}$ [$\Omega \cdot$ cm] bei 4,22° abs. von polykristallinem Blei *Pb* 1 nach Meißner ($H < 4{,}5$ kG) und *Pb* 2 nach Justi ($H > 8$ kG) als Funktion des angelegten magnetischen Querfeldes H [kG].

Zahlentafel II

Relative magnetische Widerstandszunahme $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ der Bleiprobe *Pb* 2_{pol} als Funktion der Stärke des zur Stabachse = Meßstromrichtung senkrechten magnetischen Querfeldes H [kG] und des Quotienten $10^{-3} \cdot H/\mathfrak{r}_T$ [kG] bei verschiedenen Temperaturen. Bei 4,22° abs. ist eine Spalte für den absoluten (spezifischen) Widerstand $\varrho_{H,T}$ [$\Omega \cdot$ cm] in Abhängigkeit von der Feldstärke hinzugefügt; da $\varrho_{H=0,\,T=4,22°}$ nach Eintritt der Supraleitung nicht unmittelbar gemessen werden kann, wurde die Spalte $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ für 4,22° abs. mit dem von Meißner extrapolierten Wert $\varrho_{H=0,\,T=4,22°} = 3{,}374 \cdot 10^{-9}$ [$\Omega \cdot$ cm] berechnet. $r_T = R_T/R_{273°}$ = Widerstandsverhältnis, $\mathfrak{r}_T = R_T/R_\theta = r_T \cdot 3{,}596$ = reduziertes Widerstandsverhältnis für die charakteristische Debye-Temperatur $\theta = 86°$ abs. nach (32). Dicke des Stäbchens 0,75 mm, Abstand der Stromdrähte 60 mm, der Potentialdrähte 55 mm

$T°$ abs.	20,4°		14,0°			4,22°			
r_T	0,0296$_5$		0,0105$_2$			0,000175			
$\mathfrak{r}_T$	0,106$_6$		0,0377$_1$			0,000629$_3$			
H [kG]	$10^{-3}H/\mathfrak{r}$ [kG]	$\Delta\varrho/\varrho$	H [kG]	$10^{-3}H/\mathfrak{r}$ [kG]	$\Delta\varrho/\varrho$	H [kG]	$10^{-3}H/\mathfrak{r}$ [kG]	ϱ_H [$\Omega \cdot$ cm]	$\Delta\varrho/\varrho$
8,0	0,075	0,00250	8,0	0,212	0,0165	8,0	12,7	0,451$_8$	12,3$_8$
11,7	0,110	0,00454	11,7	0,310	0,0338	11,7	18,6	0,811$_3$	23,0$_1$
15,8	0,148	0,00778	15,8	0,418	0,0595	15,8	25,1	1,272	36,0$_3$
19,5	0,183	0,0120$_6$	19,5	0,517	0,0851	19,5	31,0	1,80$_1$	52,4$_5$
24,4	0,229	0,0181$_7$	24,3	0,644	0,120$_8$	24,3	38,6	2,54$_6$	74,4$_2$
26,5	0,249	0,0214$_1$	26,1	0,692	0,136$_3$	26,1	41,5	2,88$_3$	84,4$_1$
28,6$_5$	0,269	0,0256$_3$	28,4$_5$	0,753	0,158$_2$	28,5	45,2$_5$	3,31$_6$	97,2$_2$
30,5	0,286	0,0282$_2$	30,5$_5$	0,800	0,173$_8$	30,5	48,4	3,67$_1$	107,7
31,9	0,299	0,0308$_2$	31,9	0,845	0,190$_3$	31,8	50,5	3,90$_5$	116,4
33,0$_5$	0,310	0,0327$_7$	33,0	0,874	0,199$_4$	33,1	52,6	4,20$_6$	123,$_5$
35,0	0,328	0,0360$_8$	34,8$_5$	0,923	0,219$_6$	34,0	54,0	4,42$_1$	130,$_6$
35,8	0,336	0,03861	35,7	0,946	0,225$_1$	35,6	56,5	4,77$_6$	140,$_3$
37,4	0,351	0,0418$_5$	39,0	1,03$_1$	0,250$_2$	36,8	58,5	5,04$_5$	148,$_3$
39,0	0,366	0,04574	39,8	1,05$_1$	0,271$_7$	38,8	61,6	5,54$_5$	163,$_3$
39,8	0,373$_5$	0,0470$_4$				40,0	63,5	5,91$_2$	174,$_1$

im Gegensatz zum Siedepunkt unabhängig vom jeweiligen Luftdruck ist) mit dem des Meißnerschen *Pb* 1 — $r_{14°} = 1{,}040 \cdot 10^{-2}$ — nahezu überein; andererseits bilden die an *Pb* 2_{pol} als Funktion von Feldstärken $H > 8$ kG gemessenen absoluten Widerstände eine glatte Fortsetzung der von Meißner für *Pb* 1 unterhalb von $H = 4{,}5$ [kG] bestimmten $\varrho_{H,T}$-Werte im $\varrho_{H,T} = f(H)_{T=4,2°}$-Diagramm, wie es die Abb. 4 erkennen läßt; wäre der feldfreie Widerstand $\varrho_{H=0,T}$ größer oder kleiner als bei *Pb* 1, so müßten sich nach der Erfahrungsregel von Justi und Scheffers (6, 7) niedrigere oder höhere $\varrho_{H,T}$-Werte ergeben.

Hiermit erscheinen die Zahlenwerte der relativen magnetischen Widerstandszunahme des polykristallinen *Pb* 2_{pol} für Heliumtemperaturen gesichert, die in Zahlentafel II bzw. Abb. 5 zusammen mit den entsprechenden Kurven für 20,4° und 14,0° abs. angegeben sind; im Temperaturbereich der siedenden Luft wurden keine Messungen ausgeführt, weil Blei mit seinen extrem starken Wärmeschwingungen (Debyesche charakteristische Temperatur $\theta_D = 86°$ abs.) erst am Wasserstoffsiedepunkt ähnliche $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$-Werte zeigt wie z. B. *Au* ($\theta_D = 175°$ abs.) am Stickstoffsiedepunkt. Als Folge dieses niedrigen θ_D-Wertes, der die thermischen Störschwingungen erst beim Übergang vom H_2- zum *He*-Siedebereich beschleunigt abklingen läßt, nehmen die magnetischen Widerstandszunahmen beim Übergang von 20,4° auf 4,22° abs. mit 2 Größenordnungen noch ungewöhnlich stark zu; so greift man aus dem die Zahlenwerte der Zahlentafel II darstellenden $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T} = f(H)_T$-Diagramm der Abb. 5 bei 40,0 kG für 20,4° eine Widerstandsvermehrung um 38 Proz., für 14,0° von 106 Proz., bei 4,2° abs. von 17500 Proz. ab.

Zur Darstellung (Abb. 6) der Meßergebnisse im reduzierten Kohler-Diagramm $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T} = f(H/\mathfrak{r}_T)$ wurden die $\mathfrak{r}_T = R_T/R_\theta$ durch Multiplikation der $r_T = R_T/R_{273}$ mit $\mathfrak{r}_{273}$ ermittelt und hierbei der Faktor $\mathfrak{r}_{273}$ nach Meißner (21) entsprechend $\theta_D = 86°$ abs. mit 3,596 eingesetzt; als Ergänzung der eigenen Messungen für Feldstärken unterhalb von 8 kG wurden auch die Versuchswerte von Meißner (32) eingezeichnet. Die hierzu aus den Meißnerschen Zahlentafeln für $r_{H,T}$ als Funktion von H abgeleiteten Zahlenwerte für $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ und $H/\mathfrak{r}_T$ sind in Zahlentafel III zusammengestellt, wobei dem Zweck

Zahlentafel III

Widerstandsverhältnisse $r_{H,T} = R_{H,T}/R_{273°}$ von *Pb* 1 in Abhängigkeit vom magnetischen Querfeld H [kG] bei 4,2° und 1,3° abs. nach Meißner; hieraus berechnet die relativen Widerstandszunahmen $\Delta_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ als Funktion des Quotienten H/τ_T [kG]

H [kG]	$10^{-3} H/\tau_T$ [kG]	$10^{-4} r_{H,T}$	$\frac{\Delta\varrho_{H,T}}{\varrho_{H=0,T}}$	H [kG]	$10^{-3} H/\tau_T$ [kG]	$10^{-4} r_{H,T}$	$\frac{\Delta\varrho_{H,T}}{\varrho_{H=0,T}}$
0,226	0,358	1,94	0,107				
0,255	0,405	1,99	0,130				
0,284	0,451	2,00	0,177	0,488	0,876	1,97	0,271
0,342	0,533	2,16	0,234	0,545	0,980	2,07	0,336
0,701	1,11$_3$	2,55	0,455	0,714	1,41	2,45	0,580
1,052	1,67	3,06	0,748	1,354	2,43	3,37	1,17
1,366	2,17	3,52	1,01	2,272	4,08	5,24	2,38
2,475	3,92	5,98	2,42	2,908	5,23	7,08	3,57
3,420	5,43	8,37	3,78	3,301	5,93	8,26	4,33
4,180	6,63	10,43	4,96	4,110	7,38	11,48	6,38
4,580	7,26	11,28	5,45				
$T = 4,2°$ abs.				$T = 1,3°$ abs.			

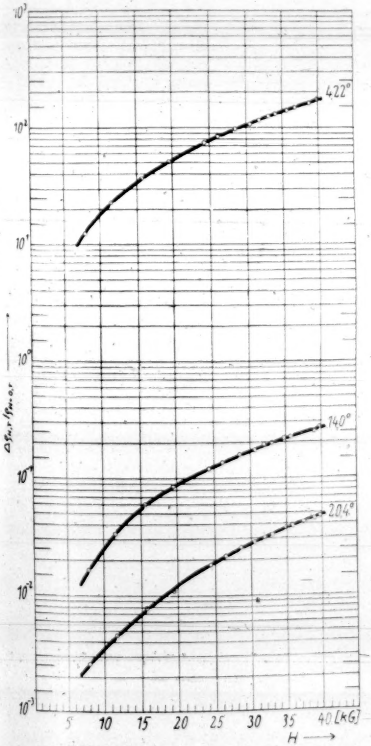

Abb. 5. Isothermen der Widerstandszunahme $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ der polykristallinen Bleiprobe *Pb* 2 bei 20,4° (unten), 14,0° (Mitte) und 4,22° abs. (oben) als Funktion des angelegten magnetischen Querfeldes. Nach Zahlentafel II.

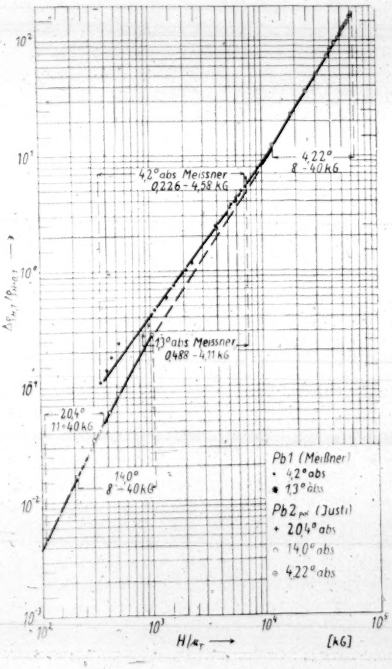

Abb. 6. Reduziertes Kohlersches Diagramm der relativen Widerstandszunahme $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ der polykristallinen Bleiprobe *Pb* 2 als Funktion des Quotienten $H_\perp/\tau_T$ [kG] nach Messungen von Meißner an *Pb* 1 und Justi an *Pb* 2. Gemäß Zahlentafel II und III. $\tau_T = R_T/R_\theta$ = reduziertes Widerstandsverhältnis.

entsprechend nur die überkritischen Feldstärken ($H > H_k$) angeführt sind. Betrachtet man zunächst die beiden aus den Messungen bei 20,4° und 14,0° abs. gewonnenen Kurventeile des Kohlerdiagrammes, so stellt man keine merkliche Abweichung von der Kohlerschen Regel fest; denn im Bereich sich überlappender Abszissenwerte, von $H/\varrho_T = 2{,}1$ bis $3{,}7 \cdot 10^2$, fallen die Kurven innerhalb der Fehlergrenzen zusammen. Auch die Kurventeile für 4,2° und 1,3° abs. nach Meißner einerseits und für 4,2° abs. nach den eigenen Messungen andererseits gehen glatt ineinander über. Dagegen treten größere Abweichungen zwischen den niedrigsten $\Delta\varrho_{H,T}/\Delta\varrho_{H,T}|_{\varrho_{H=0,T}}$-Werten der Isotherme für 4,2° bzw. 1,3° abs. und den höchsten Werten des Kurvenzweiges für 14° abs auf, die sich im Abszissenbereich von 3,5 bis $10{,}7 \cdot 10^2$ überlappen. Ähnliche Abweichungen von der Kohlerschen Regel sind bei so großen Variationen des feldfreien Widerstandes — ϱ_T sinkt zwischen 20,4° und 4,2° abs. um über 2 Größenordnungen — auch bei anderen Metallen geradzahliger Valenz beobachtet worden; Justi und Kramer (17) haben zur Erklärung dieser Diskrepanzen darauf hingewiesen, daß die Metalle der 2., 4. und 6. Spalte des periodischen Systems insofern eine Voraussetzung der Kohlerschen und Nernst-Mathieß enschen Regel nicht erfüllen, als hier die Bedingung der Konstanz der Anzahl der Leitungselektronen bei Variationen von z oder T nicht zutreffen kann. Diese Metalle mit einer vollen und einer leeren Brillouin-Zone wären nämlich Isolatoren, wenn sich die beiden Zonen nicht etwas überlappten. Die geringe, durch die Überlappung hervorgebrachte Zahl effektiver Elektronen ist gegen Störungen z. B. durch Fremdatome empfindlicher als die große Zahl von Leitungselektronen, wie sie Metalle ungeradzahliger Valenz besitzen und in ihrer höheren spezifischen Leitfähigkeit erkennen lassen.

Dieses Zusammenwirken einer fast vollen und leeren Brillouin-Zone ist nach Gleichung (27) die einzige Erklärung für ein beschleunigtes und unbeschränktes Wachstum der Widerstandszunahme mit steigendem Querfeld. Diese Erscheinung trifft nach Abb. 5 auch für Blei zu, entsprechend der Erwartung für ein 2 n-wertiges Metall. Bei den niedrigsten H/ϱ_T-Werten erreicht der Exponent n der Interpolationsgleichung $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T} = (H/\varrho_T)^n$ mit 1,8 ungefähr denselben Wert wie bei 2- und 6wertigen Metallen und zeigt für die höchsten Argumentwerte, wie sie durch Abwendung des flüssigen Heliums erreicht werden, mit $n = 1{,}5$ einen etwas geringeren Wert, ohne daß jedoch der Anstieg der Kurve den beschleunigten Charakter verlöre.

Die Meßergebnisse über den Widerstand des polykristallinen Bleies in Abhängigkeit von Temperatur und Feldstärke lassen sich dahin zusammenfassen, daß Pb wie alle bisher untersuchten 2 n-wertigen Metalle eine mit dem Argument (H/ϱ_T) beschleunigt ansteigende relative Widerstandsvermehrung zeigt, ohne daß Andeutungen einer beginnenden Widerstandssättigung zu erkennen wären; bei größeren Änderungen des feldfreien Widerstandes zeigen sich die auch bei anderen 2 n-wertigen Metallen experimentell bekannten und theoretisch bekannten Abweichungen von der Kohlerschen Regel, die mit ungenauer Erfüllung der Nernst-Mathieß enschen Regel verknüpft sind.

6. Darstellung und Diskussion der Meßergebnisse für Tantal

Wie im Abschnitt über die Herkunft der Metallproben erwähnt, stand keine reinere Tantalprobe als *Ta 2* von Meißner und Voigt (11) zur Verfügung, deren Widerstand bei 20,4° abs. ($\varrho_{20°} = 0{,}01440$) überwiegend aus temperaturabhängigem Restwiderstand ($z = 0{,}00091$) besteht, so daß eine weitere Senkung der Meßtemperatur zwecklos erschien. Die Meßergebnisse für die relative Widerstandsänderung bei 20,4° abs und Querfelder von 6,67 bis 35,0 kG sind in der folgenden Zahlentafel IV zusammengestellt. Man erkennt schon aus der Zahlentafel,

Zahlentafel IV

Relative magnetische Widerstandszunahme $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ der Tantalprobe *Ta 2* als Funktion der Stärke des zur Stabachse = Meßstromrichtung senkrechten Magnetfeldes H [kG] und des Quotienten H/ϱ_T [kG] bei 20,4° abs. Das feldfreie Widerstandsverhältnis beträgt $r_T = R_T/R_{273°} = 0{,}0144$; das reduzierte Widerstandsverhältnis ist entsprechend einer charakteristischen Temperatur von $\theta_D = 228°$ abs. nach Meißner (32) mit $\varrho_T = r_T \cdot \varrho_{273} = 0{,}01440 \cdot 1{,}25 = 0{,}01800$ eingesetzt. Dicke des Drahtes = 0,05 mm, Abstand der Stromdrähte 58,5 mm, der Potentialdrähte 53 mm.

H [kG]	H/ϱ_T [kG]	$\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$
6,67	37,0	$0{,}0067_4$
9,01	50,0	$0{,}0107_9$
11,1	61,6	$0{,}0134_9$
17,4	96,8	$0{,}0296_8$
21,1	$117{,}1$	$0{,}0301_8$
25,4	$141{,}0$	$0{,}0580_2$
29,8	$165{,}4$	$0{,}0715_2$
30,8	$171{,}0$	$0{,}0769_2$
34,6	$192{,}0$	$0{,}0850_2$
35,0	$194{,}4$	$0{,}0985_1$

daß die relativen Widerstandszunahmen verhältnismäßig klein sind und etwas beschleunigt anwachsen; denn beim Übergang von der halben auf die volle Höchstfeldstärke (17,4 → 35,0 [kG]) steigt die Widerstandsvermehrung auf mehr als das Doppelte an. Die graphische Darstellung der Zahlentafel IV im doppelt logarithmisch geteilten Maßstab (Abb. 6) läßt erkennen, daß die

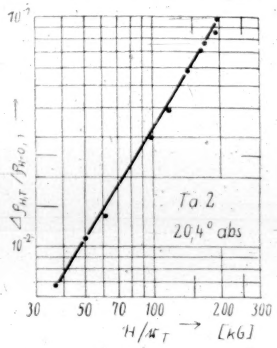

Abb. 7. Reduziertes Kohlersches Diagramm der relativen Widerstandszunahme $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ der polykristallinen Tantalprobe *Ta 2* als Funktion des Quotienten $H/\varkappa_T$ [kG] bei 20,4° abs. Nach Zahlentafel IV.

Meßwerte entsprechend dem linearen Verlauf der Kurve durch eine Interpolationsformel der Form $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T} = a \cdot H^n$ mit einem konstanten Exponenten $n = 1{,}82$ dargestellt werden können. Ob Tantal den für ein Metall ungeradzahliger Valenz zu erwartenden Sättigungswert der Widerstandszunahme zeigt, wie er in § 4 für das einwertige *Au* nachgewiesen wurde, kann erst entschieden werden, wenn es gelingt, die $H/\varkappa_T$-Werte durch fortschreitende Reinigung des Metalles um wenigstens $1^1/_2$ Größenordnungen zu erhöhen.

7. Versuche über die magnetische Widerstandszunahme von Niob

Als zweites Metall der Spalte *Va* wurde nach Tantal Niob untersucht, wofür das unter 2 beschriebene, von Noddack für Meißner, Franz und Westerhoff (15) hergestellte Präparat zur Verfügung stand. Der Blechstreifen, der nicht mit, der von diesen Autoren durchgemessenen Probe identisch ist, zeigte am Wasserstoffsiedepunkt ein Widerstandsverhältnis von $r_{20,4°} = 0{,}0682_0$, das sich bei der Temperaturerniedrigung auf 14,0° abs. nur auf $0{,}0638_5$ Proz. verminderte; dieser Widerstandsabfall entspricht recht genau dem des Goldes nach den Berechnungen von Grüneisen (20) und würde Idealverhältnisse von $r_{20,4°} = 0{,}00605$ und $r_{14,0°} = 0{,}00117$ bei $\theta_D = 175°$ abs. und einem Restwiderstand von $z = 0{,}0627$ ergeben. Der von Meißner und Mitarbeitern für den von ihnen untersuchten Draht angegebene Wert $r_{9,33°} = 0{,}035$ ist nach brieflicher Mitteilung von Herrn Prof. Meißner wegen eines Rechenfehlers zu ändern in $r_{9,33°} = 0{,}057$. Er stimmt dann gut mit unseren Messungen bei 14,0° überein, wenn man berücksichtigt, daß Meißner und Mitarbeiter an ihrer Probe für $r_{20,4}$ einen etwas niedrigeren Wert als wir, nämlich $r_{20,4} = 0{,}0617$ fanden. Die später von Meißner (21) abgeleitete Temperatur $\theta_D = 184°$ ist mit unseren Messungen an der anderen Probe innerhalb der Fehlergrenzen durchaus verträglich, weshalb zur Umrechnung von r_T auf $\varkappa_T$ der von ihm berechnete Zahlenwert $\varkappa_{273} = 1{,}553$ angenommen wurde.

Eine Überraschung bildet der extrem niedrige Wert der relativen Widerstandszunahme, für den sich nach Beseitigung der unter 3 beschriebenen thermischen Widerstandserhöhung als Mittel aus zahlreichen Differenzmessungen bei abwechselnd ein- und ausgeschaltetem Höchstfeld (40 kG) $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T} = 0{,}001_4$ ergibt. Der Wert ist so gering, daß eine Feldstärkenabhängigkeit des Effektes nicht gemessen werden konnte. Es ist beabsichtigt, eine weitere Reinigung des Niobs zu versuchen, um so zu höheren Werten von $H/\varkappa_T$ als $40 \cdot 0{,}068 \cdot 1{,}553 = 379$ [kG] zu gelangen und die Widerstandskurve dieses Metalls im reduzierten Kohler-Diagramm verfolgen zu können. Hier sei nur noch darauf hingewiesen, daß die Eigenschaften des Niobs, fast unmeßbar kleine magnetische Widerstandserhöhungen zu erleiden, praktisch ausgenutzt werden kann, wie z. B. zur Herstellung von magnetfeldunabhängigen Widerstandsthermometern.

8. Diskussion des Zusammenhanges zwischen elektrischem Leitungsmechanismus der untersuchten Metalle und periodischem System der Elemente

In der Abb. 8 ist ein reduziertes Kohlersches Diagramm wiedergegeben, das gegenüber dem zuletzt vom Verfasser (23) veröffentlichten um die Widerstandszunahmekurve der hier untersuchten Metalle *Au, Pb, Ta* und *Nb* vervollständigt ist. Die Kurve für Gold verläuft durchweg dicht bei denjenigen für Kupfer und Silber, und dieses ähnliche Verhalten der Metalle der Spalte Ib bestätigt die Vorstellungen der Typenlehre über den übereinstimmenden Leitungsmechanismus von Metallen ähnlicher Kristallstruktur und Valenz.

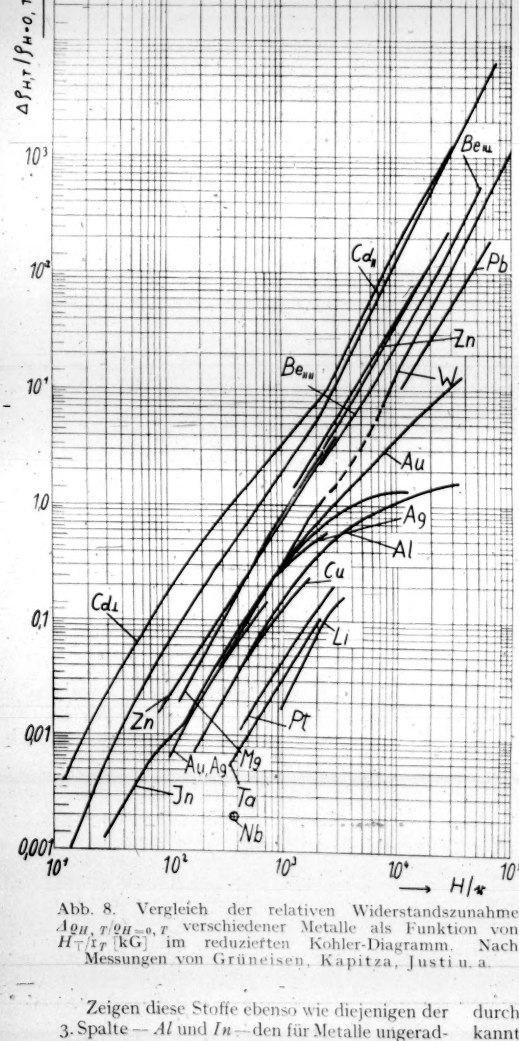

Abb. 8. Vergleich der relativen Widerstandszunahme $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ verschiedener Metalle als Funktion von $H_T/\varkappa_T$ [kG] im reduzierten Kohler-Diagramm. Nach Messungen von Grüneisen, Kapitza, Justi u. a.

Zeigen diese Stoffe ebenso wie diejenigen der 3. Spalte — *Al* und *In* — den für Metalle ungeradzahliger Valenz typischen Sättigungsverlauf, so findet man bei Blei (Spalte IVb) den theoretisch für 2 *n*-wertige Metalle möglichen unbeschränkten Widerstandsanstieg, wie er in Abb. 6 nach Zahlentafel II dargestellt wurde. Betrachtet man diese Kurve im Zusammenhang mit denjenigen der andern Metalle, so konstatiert man, daß sie sich auf ihrer ganzen Länge recht dicht an die Wolframkurve anschließt und damit in einem schmalen Band verläuft, das alle bisher bekannten Kurven zwei- und sechswertiger Metalle enthält. Es sei darauf hingewiesen, daß diese hiernach allen 2-, 4- und 6wertigen Metallen gemeinsame beschleunigt und unbeschränkt anwachsende Widerstandsvermehrung mit ihren hohen Beträgen durch die Kohlersche Theorie des Bariumtypus zwar erklärt wird, aber nicht notwendigerweise eintreten muß. Tatsächlich steigen, wie unter 5 auseinandergesetzt, die $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$-Werte des *Pb* bei mittleren $H/\varkappa_T$-Werten mit $(H/\varkappa_T)^{1,8}$, bei den höchsten erreichten $H/\varkappa_T$-Werten nur noch mit $(H/\varkappa_T)^{1,5}$ an, während alle bisher untersuchten 2- und 6wertigen Metalle recht genau quadratisch wachsen.

Über die nicht ganz so rein erhältlichen und daher nur über einen kleinen $H/\varkappa_T$-Bereich untersuchbaren Metalle der Spalte Va läßt sich aus dem Kohler-Diagramm der Abb. 8 sicher nur entnehmen, daß sie beide extrem geringe $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$-Werte besitzen, ohne daß man über Auftreten und Betrag eines Sättigungswertes schon Aussagen machen könnte. Gegen die Vorstellungen der Typenlehre könnte nun der Einwand erhoben werden, daß in derselben 5. Zeile des periodischen Systems und dicht neben diesen Metallen, nämlich in Spalte Vb, das Wismut steht, und daß so das Metall niedrigster und höchster Widerstandszunahme unmittelbar nebeneinanderstehen.

Dieser Widerspruch ist nur scheinbar und löst sich, wenn man gemäß unseren Versuchen über die Bedeutung der kristallographischen Anisotropie die Kristallstruktur von *Ta* und *Nb* einerseits und von *Bi* andererseits berücksichtigt. Normalerweise wird jedes Energieband, wie es etwa durch Verbreiterung des aus dem Spektrum bekannten Energieniveaus eines Metallatoms infolge der Wechselwirkung der Atome im Kristallgitter entsteht, gemäß dem Pauli-Prinzip durch 2 Elektronen mit entgegengesetztem Spin voll aufgefüllt. Somit enthalten 1-, 3-, 5- und 7wertige Metalle außer vollbesetzten Zonen auch ein Energieband mit nur einem einzigen Elektron, das als recht frei anzusehen ist und ent-

sprechend den Erwartungen für ein freies isotropes Elektronengas bei *Ta* und *Nb* eine nur geringe magnetische Widerstandsvermehrung hervorbringt. Eine Erhöhung der $A_{\varrho u, T}/\varrho_{u=0, T}$-Werte durch Streuzeitanisotropie wie bei *Au* erfolgt hier kaum, da die elastische Anisotropie im periodischen System von links nach rechts abnimmt. Bei Wismut dagegen bewirkt die tetragonale Kristallstruktur, daß sich zwei Atome in der Elementarzelle befinden, und daß die Energiezone eines Atoms schon durch ein einziges Atom aufgefüllt ist. Ebenso wie die 2 *n*-wertigen Metalle wäre daher Wismut ein Isolator, wenn sich nicht zwei benachbarte Energiebänder überlappen würden. Der Leitungsmechanismus des 5wertigen Wismuts (33) ähnelt also weitgehend dem der 2 *n*-wertigen Metalle, nur daß die Überlappung der Bänder und damit die Zahl der Effektivelektronen sehr viel kleiner ausfällt, so daß sich *Bi* wie ein Halbleiter verhält. Die geringere Elektronenzahl bewirkt eine Vergrößerung ihrer freien Weglänge und erklärt so, warum *Bi* ähnlich große galvano- und thermomagnetische Effekte wie die echten 2 *n*-wertigen Metalle aufweist, bei denen durch Temperatursenkung die Streuzeiten verkleinert und die freien Weglängen vergrößert sind. Die besondere Kristallstruktur des *Bi* mit ihren komplizierten elektrischen Folgeerscheinungen nimmt seinen so bequem zu beobachtenden großen galvano- und thermomagnetischen Effekten die Bedeutung für die Metalltheorie, die nur den experimentell schwerer zu handhabenden echten Metallen einfacher Kristallstruktur als allenfalls noch übersehbaren Fällen zukommt.

9. Zusammenfassung

Trägt man die durch ein transversales Magnetfeld in einer isotropen (polykristallinen) Metallprobe bewirkte Zunahme des elektrischen Widerstandes als Funktion des Quotienten Feldstärke/Widerstand ohne Magnetfeld auf, so setzen sich entsprechend der Kohlerschen Regel die verschiedenen Meßpunkte zu einer einzigen glatten Kurve zusammen, unabhängig von Unterschieden in Meßtemperatur, angewandter Feldstärke und Restwiderstand der Probe; wenn man ferner für den feldfreien Widerstand den auf die charakteristische Temperatur $\vartheta_{\tilde{\varrho}}$ bezogenen Wert $\tau_T = R_T/R_{\vartheta}$ einsetzt, so eliminiert man näherungsweise auch die Verschiedenheit der thermischen Störschwingungen und gewinnt so die Möglichkeit, die Widerstandsänderung aller Metalle rationell, unter Ausschaltung von Unterschieden in T, H, z und ϑ_D zu vergleichen. Diese Möglichkeit ist vor kurzem dazu benutzt worden, um im „reduzierten Kohlerdiagramm" die Zusammenhänge zwischen periodischem System der Elemente und elektrischem Leitungsmechanismus zu prüfen, wobei sich die Bedeutung der chemischen Valenz und speziell die Frage ihrer Geradzahligkeit oder Ungeradzahligkeit für den Leitungsvorgang als wichtig erwies. Diese Prüfung des Leitungsmechanismus als Funktion der äußeren Elektronenanordnung der Atome wird hier vervollständigt, indem Vertreter der Spalten Ia (*Au*), IV (*Pb*) und Va (*Ta* und *Nb*) im polykristallinen Zustand unter gleichzeitiger Anwendung von Temperaturen bis zu 4,2° hinab und von magnetischen Querfeldern bis über 40000 Gauß auf ihre Widerstandsänderung geprüft werden. Alle Metalle entsprechen in den Meßergebnissen den Erwartungen der Typenlehre der metallischen Leitfähigkeit. Gold zeigt einen Sättigungswert der Widerstandszunahme, der infolge seiner starken elastischen Anisotropie etwa um 2 Größenordnungen höher liegt als bei *Al* und *In*; *Pb* zeigt die für Metalle geradzahliger Valenz erwartete beschleunigte, starke und unbegrenzte Widerstandszunahme ähnlich wie die Metalle der 2. und 6. Spalte. Die beiden fünfwertigen Metalle *Ta* und *Nb* weisen sehr geringe Widerstandszunahmen auf, derart, daß der Widerstand von *Nb* praktisch (auf 0,1 Proz.) feldunabhängig ist. Aus der Kristallstruktur des *Bi* kann erklärt werden, warum sich dieser Stoff galvanomagnetisch nicht ähnlich wie die in der 5. Spalte und 5. Zeile des periodischen Systems stehenden Metalle *Ta* und *Nb* verhält, sondern nach Art und Größe ähnliche Effekte zeigt wie die 2 *n*-wertigen Metalle nach Einfrieren der Gitterschwingungen. Die jeweiligen Ursachen, die eine endliche magnetische Widerstandsvermehrung verursachen, äußern sich in gleichzeitigen Abweichungen von der Kohlerschen und Nernst-Mathießenschen Regel.

Zur Meßmethodik der magnetischen Widerstandsvermehrung wird ausgeführt, daß diese durch die ponderomotorischen Wirkungen der inhomogenen Magnetfeldbezirke auf das Kältebad scheinbar auf das Vielfache erhöht werden kann, falls das Bad nicht ganz frei von dem stark paramagnetischen O_2 ist. Die magnetische Siededruckerhöhung von flüssigem O_2 wird in einem Beispiel mittels des Kohlerschen Diagrammes zu 1,4° bestimmt.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft habe ich für die Förderung dieser Versuche durch Bereitstellung einer technischen Hilfskraft und des großen Elektromagneten zu danken; ferner danke ich den Herren F. Langer und K. Wacker für die Verflüssigung des H_2 und *He*, Herrn Dr. Reinhart Schulze für seine Hilfe bei der Auswertung der Messungen.

Literaturverzeichnis

1) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **37**, 383, 1936.
2) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **37**, 475, 1936.
3) W. Meißner und H. Scheffers, Physik. Zeitschrift **30**, 827, 1929.
4) N. H. Frank, Zeitschr. f. Phys. **60**, 682, 1930; **64**, 650, 1930.
5) E. Justi, Zeitschr. f. techn. Phys. **21**, 1940, und Physik. Zeitschr. **41**, 1940 (Vortrag auf der Physikertagung). Im Erscheinen.
6) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **39**, 105, 1938.
7) M. Kohler, Ann. d. Phys. **32**, 211, 1938.
8) E. Justi und J. Kramer, Physik. Zeitschr. **41**, 197, 1940.
9) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **39**, 591, 1938.
10) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. (im Erscheinen).
11) W. Meißner und B. Voigt, Ann. d. Phys. **7**, 761, 1930.
12) A. Eucken und F. Förster, Göttinger Nachr. **1**, 43, 1934.
13) W. Meißner und H. Franz, Zeitschr. f. Phys. **63**, 588, 1930.
14) W. G. Burgers und J. C. M. Basart, Zeitschr. f. anorg. u. allgem. Chemie **216**, 223, 1934.
15) W. Meißner, H. Franz und H. Westerhoff, Ann. d. Phys. **17**, 593, 1933.
16) W. Meißner und H. Scheffers, Physik. Zeitschrift **31**, 574, 1930.
17) E. Justi und J. Kramer, Physik. Zeitschr. **41**, 113, 1940.
18) P. Kapitza und C. J. Milner, Journ. Sci. Instr. **14**, 201, 1937.
19) E. Justi, Physik. Zeitschr. **37**, 766, 1936.
20) E. Grüneisen, Ann. d. Phys. **16**, 530, 1933.
21) W. Meißner, Handbuch der Experimentalphysik von Wien-Harms, Bd. XI 2, Tab. 48, S. 63. Leipzig 1935, Akademische Verlagsgesellschaft.
22) P. Kapitza, Proc. Roy. Soc. **123**, 292, 1929.
23) E. Justi, Zeitschr. f. techn. Phys. **21**, 1940.
24) E. Goens, Physik. Zeitschr. **37**, 321, 1936.
25) O. Bender, Ann. d. Phys. **34**, 359, 1939.
26) E. Grüneisen und E. Goens, Zeitschr. f. Phys. **44**, 615, 1924.
27) M. Kohler, Physik. Zeitschr. **39**, 9, 1938.
28) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **39**, 105, 1938.
29) E. Justi und M. Kohler, Ann. d. Phys. **36**, 349, 1939.
30) W. F. Giauque und J. W. Stout, Journ. Amer. Chem. Soc. **60**, 388, 1938.
31) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **39**, 591, 1938.
32) W. Meißner, Ann. d. Phys. **13**, 641, 1932.
33) H. Jones, Proc. Roy. Soc. London (A) **147**, 396, 1934.

Berlin-Charlottenburg, Kältelaboratorium der PTR., den 18. November 1940.

(Eingegangen 27. November 1940)

Ein neuer Versuch zur Interferenz divergierender Lichtbündel

Von R. W. Pohl

Bei der Interferenz divergierender Wellenbündel kann man die Interferenzstreifen an beliebiger Stelle im Raum auffangen. Für diesen Versuch braucht man zwei Systeme von Kugel- oder Zylinderwellen, deren Zentren nicht zusammenfallen. — Im Falle des Lichtes bereitet die Herstellung geeigneter Wellenzentren eine gewisse Schwierigkeit. Wohl gibt es sogenannte punkt- oder linienförmige Lichtquellen, aber ihr Durchmesser $2y$ ist viel größer als die Wellenlänge λ. Infolgedessen ist die Strahlung nur innerhalb eines begrenzten Öffnungswinkels u kohärent. Dieser wird durch die „Kohärenzbedingung"

$$2y \sin u < \frac{\lambda}{2} \qquad (1)$$

bestimmt.

Die Erfüllung dieser Gleichung ist der entscheidende Punkt bei allen Interferenzversuchen, doch fehlt er normalerweise in den Lehrbüchern.

Die bekannteste Anordnung für die Interferenz divergierender Lichtbündel rührt von A. Fresnel her, sie findet sich in seinem berühmten Zwei-Spiegel-Versuch: Jede von der Lichtquelle ausgehende Wellengruppe wird von den beiden Spiegeln in zwei Wellengruppen aufgespalten. Leider überlappen sich diese beiden aber nur in einem kleinen Winkelbereich 2α. Nach einer einfachen geometrischen Betrachtung[1]) ist 2α nicht größer als $2u$.

Der Beobachtungsbereich 2α muß mindestens einige Zehntel Bogengrade umfassen. Folglich kann man $\sin u$ nicht kleiner als einige 10^{-3} machen. Dann aber darf nach Gleichung (1) der Durchmesser $2y$ der Lichtquelle nur in der Größenordnung 10^{-1} mm liegen. Man muß also als Lichtquelle einen rückwärts beleuchteten Spalt benutzen, und dieser läßt nur eine geringe Strahlungsleistung hindurch. Aus diesem Grunde sind die Fresnelschen Interferenzstreifen nur zur Vorführung in einem kleinen Kreise geeignet; oft wird sogar eine Lupe zur Hilfe genommen.

Diese allbekannte Schwierigkeit läßt sich vermeiden. Man kann den Winkelbereich 2α, in dem sich die Wellen überlappen, beliebig größer machen als $2u$ (u = Kohärenzwinkel). Zu diesem Zweck braucht man nur die beiden spiegelnden Flächen hinter- statt nebeneinander zu stellen. So gelangt man zu der in Fig. 1 skizzierten Anordnung. Sie benutzt als die beiden reflektierenden Spiegel die Vorder- und die Rückfläche einer

1) Vgl. Fig. 154 meiner Einführung in die Optik und den Schluß von § 36, Verlag Springer, 1940.

dünnen Glimmerplatte (Dicke D). Die beiden Wellenzentren I und II liegen dann hintereinander, nicht nebeneinander wie bei Fresnel.

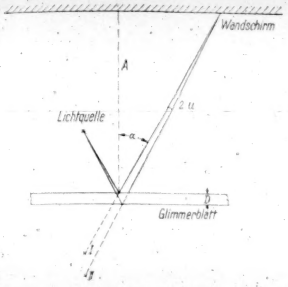

Fig. 1. Versuchsanordnung. Die Skizze ist rotationssymmetrisch um eine durch die Lichtquelle und ihre beiden Bilder I und II gehende Gerade zu ergänzen. Die Interferenzfigur umfaßt also den Winkelbereich 2α. Brechung ist sowohl in der Skizze wie im Text unberücksichtigt geblieben.

Für den Kohärenzwinkel u gilt näherungsweise

$$u = \frac{1}{2}\frac{D}{A}\sin 2\alpha . \qquad (2)$$

Für ein Beispiel werde gewählt:

$$\text{Glimmerdicke } D \approx 0{,}04 \text{ mm},$$
$$\text{Schirmabstand } A \approx 3000 \text{ mm},$$
$$2\alpha \approx 90^\circ .$$

Dann wird der Kohärenzwinkel

$$u \approx 6 \cdot 10^{-6},$$

also einige hundertmal kleiner als bei der Fresnelschen Anordnung. Infolgedessen darf der Durchmesser $2v$ der Lichtquelle einige hundertmal größer sein als bei Fresnel. Man darf statt eines beleuchteten Spaltes eine technische Hg-Bogenlampe in ihrer vollen Breite benutzen. Sie wird in etwa 5 cm Abstand vor das Glimmerblatt gestellt. Der Wandschirm wird mit einem kleinen Blendschirm vor direktem, nicht vom Glimmer reflektierten Licht geschützt. Die Fig. 2 zeigt den Erfolg, die Interferenzringe bedecken die ganze, in einem großen Hörsaal verfügbare Projektionswand. Ein Filter ist nicht erforderlich. Der Versuch läßt sich noch in mancherlei Weise abwandeln, das ist ja nach der Klarstellung der Grundlage selbstverständlich.

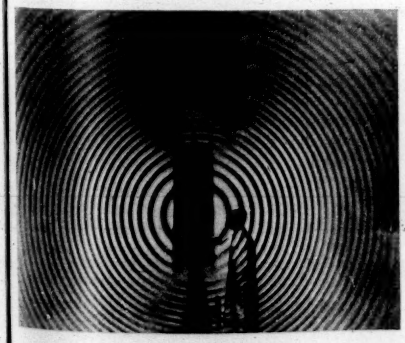

Fig. 2. Fresnelsche Interferenzringe auf der Projektionsfläche des Göttinger Hörsaals.

Zusammenfassung

Ein Glimmerblätt, in einigen Zentimetern Abstand hinter eine kleine technische Hg-Bogenlampe gestellt, erzeugt auf dem Wandschirm die große, in Fig. 2 photographierte Interferenzfigur. Dabei ist, im Gegensatz zur Fresnelschen Anordnung, keinerlei Justierung erforderlich.

Göttingen, I. Physikalisches Institut der Universität, September 1940.

(Eingegangen 11. September 1940)

Beitrag zur Theorie der anomalen Dispersion und der dielektrischen Verluste in Festkörpern

Von W. Holzmüller

1. Einleitung

Vor einigen Jahren gelang es Debye[1]), die anomale Dispersion im hochfrequenten elektrischen Wechselfeld bei polaren Flüssigkeiten auf Reibungserscheinungen zurückzuführen. Es ist nun anzunehmen, daß auch im Festkörper die polaren Gruppen für das dielektrische Verhalten maßgebend sind. So weisen dipollose Substanzen wie Polystyrol keinerlei dielektrische Verluste auf, dagegen zeigen andere wie Polyvinylalkohol selbst bei sorgfältigster chemischer Reinigung eine charakteristische Hochfrequenzleitfähigkeit. Die Zurückführung der anomalen Dispersion auf Ionenleitung unter der Annahme von Gebieten wechselnder Leitfähigkeit (Wagnersche Theorie) scheint deshalb für hochpolymere, polare, organische Substanzen nur in geringem Maße in Betracht zu kommen.

In der grundlegenden Ableitung[1]) für die Orientierung polarer Gruppen im elektrischen Feld setzt Debye erstens die Anwendbarkeit hydrodynamischer Grundgesetze auf Körper

1) P. Debye, Polare Molekeln. Leipzig 1929.

kleinster Dimensionen, zweitens die Möglichkeit, die untersuchten Moleküle als kleine Kugeln zu betrachten, und drittens die Gültigkeit des Mosottischen Ansatzes voraus. In Festkörpern treffen alle drei Voraussetzungen nicht zu, insbesondere sind die zwischen den Molekülen bestehenden Kräfte, die eine Kopplung an bestimmte ausgezeichnete Lagen zur Folge haben, keineswegs zu vernachlässigen.

Es werden nun in dieser Arbeit die beobachteten dielektrischen Verluste polarer, fester Substanzen als Folge der Orientierung der Dipole erklärt. Dabei werden die auf hydrodynamischen Grundlagen beruhenden Reibungsvorstellungen ersetzt durch eine Zeitabhängigkeit der Gleichgewichtseinstellung bei der Dipolorientierung, bedingt durch Zusammenwirken von Brownscher Wärmebewegung, elektrischem Feld und inneren Kräften im Molekül.

Gleichzeitig werden die Bedenken, welche der Anwendbarkeit des Mosottischen Gesetzes im Wege stehen, beachtet und bei den Rechnungen ausgeschaltet. Diese Untersuchungen beziehen sich hauptsächlich auf hochpolymere organische Substanzen. In Festkörpern mit niedermolekularem Aufbau gelten ganz ähnliche Überlegungen; auch hier sind die Dipolmomente der einzelnen Moleküle durch verschiedene Kräfte miteinander verbunden und auf ausgezeichnete Lagen festgelegt.

2. Molarer Aufbau

Die Makromoleküle organischer Polymerisate und Kondensate sind entweder als stabförmige Körperchen, als mehr oder weniger verknäuelte Aneinanderfügungen monomerer Bausteine, die teilweise verzweigt sein können, und schließlich als flächenhafte oder räumliche Körper anzusehen. Jedes Makromolekül enthält als solches im Falle, daß es sich um polare Gebilde handelt, auch eine entsprechende Anzahl polarer Gruppen. Die Dipolmomente sind nun im Molekül keineswegs als frei drehbar zu betrachten. Wegen der Bindung mit den benachbarten Kohlenstoffatomen der Kette und dem Vorhandensein eines bestimmten Winkels zwischen den einzelnen Atombindungen werden immer nur gewisse Stellungen möglich sein. Während man im Kristall[2]), bedingt durch die Regelmäßigkeit der Kristallstruktur, nur einige wenige diskrete Lagen für die Richtung der polaren Gruppen annehmen kann, ist im amorphen Festkörper die Mannigfaltigkeit der Richtungseinstellung wesentlich größer. Auf das Vorhandensein zahlreicher isomerer Molekülformen und auf Übergangswahrscheinlichkeiten von einer Form zur anderen führen auch F. C. Frank[3]), F. H. Müller[4]) und R. L. de Kronig[5]) die Existenz der dielektrischen Verluste zurück. Betrachten wir zunächst ein Stück eines Polyvinylchloridmoleküls in perspektivischer Darstellung (Fig. 1) und denken

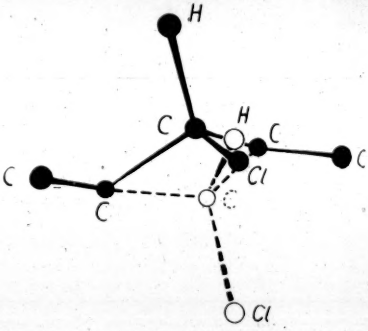

Fig. 1. Perspektivische Darstellung eines Polyvinylchloridmolekülteiles

uns das betrachtete Stück links und rechts festgehalten, dann sind bei Einhaltung des 110°-Tetraederwinkels zwischen den einzelnen Kohlenstoffbindungen für das mittlere Kohlenstoffatom zwei Stellungen möglich. Die zweite Lage ist in Fig. 1 gestrichelt gezeichnet. Ein Wechsel zwischen den beiden Stellungen ist nur möglich bei kurzzeitiger Verzerrung des 110°-Tetraederwinkels und bedingt die Überwindung eines Maximums der potentiellen Energie des Molekülteiles gegenüber seiner Nachbarschaft. Solche Platzwechsel werden nur bei besonders kräftigen Brownschen Stößen möglich sein und werden mit zunehmender Größe der Potentialschwellen bzw. tieferer Temperatur immer seltener werden. Bei einem wirklichen Molekül gibt es nun nicht nur zwei mögliche Lagen der polaren Gruppe, sondern es werden, da nicht nur eine polare Gruppe, sondern im allgemeinen ein mehr oder weniger großer Teil des Moleküls bei einem kräftigen Wärmestoß seine Lage ändern kann, wesentlich mehr Stellungen auftreten. In Fig. 2 ist als Beispiel der etwa zu erwartende Verlauf der potentiellen Energie eines Molekülteiles bei einer Drehung um eine Achse, die einer Tangente an das Molekül entspricht, schematisch dargestellt. Die einzelnen Stellungen sind nun nicht als gleich wahrscheinlich zu betrachten. Durch

2) P. Debye, Polare Molekeln. Leipzig 1929.

3) F. C. Frank, Trans. of the Faraday Soc. **32** II, 1634, 1936; F. C. Frank und Willis Jackson, Trans. of the Faraday Soc. **36** I.I, 440, 1940.

4) F. H. Müller, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd. 17. Berlin 1938.

5) R. L. de Kronig, Physik. Zeitschr. 39, 823, 1938; Physica **5**, 65, 1938.

van der Waalsche Kräfte, Coulombsche Kräfte, Winkelverzerrungen, sterische Behinderungen usw., die von Nachbarmolekülen oder anderen Molekülteilen desselben Makromoleküls ausgehen, werden die potentielle Energie der einzelnen Potentialmulden und als Folge davon die durchschnittlichen Verweilzeiten der betrachteten Gruppe in den möglichen Stellungen verschieden groß sein. Mulden mit niedriger potentieller Energie werden bevorzugt, dagegen solche mit verhältnismäßig großer gemieden.

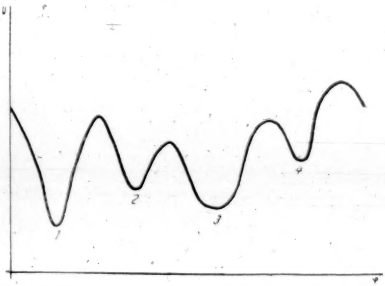

Fig. 2. Schematischer Verlauf der potentiellen Energie bei der Rotation einer polaren Gruppe

In unserem hochpolymeren Festkörper betrachten wir N polare Gruppen, jeweils gekennzeichnet durch die potentielle Energie U_1, U_2, U_3 usw. gegenüber ihrer Nachbarschaft. Ohne äußeres elektrisches Feld werden sich diese auf die einzelnen möglichen Potentialmulden so einstellen, daß die Verteilung der Dipolmomente dem Boltzmannschen Ansatz genügt. Es wird sich die Zahl N_l der Moleküle, charakterisiert durch die potentielle Energie U_l gegenüber der Umgebung in bekannter Weise ergeben zu

$$N_l = \frac{N \cdot e^{-\frac{U_l}{kT}}}{\sum_i e^{-\frac{U_i}{kT}}} \qquad (1)$$

In Gleichung (1) bedeuten k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur.

3. Einfluß eines zeitlich konstanten elektrischen Feldes auf die Verteilungsfunktion der polaren Gruppen

Bringen wir unsere polare Substanz in ein konstantes elektrisches Feld, so haben wir neben einer Verteilung auf die möglichen Potentialmulden eine solche in bezug auf die Feldrichtung durchzuführen und dabei zu beachten, daß beide Verteilungen nicht voneinander unabhängig sind. Wir wählen Polarkoordinaten und legen die z-Achse in die Richtung der Feldstärke F. Würden wir nun die Zahl $N_{l\vartheta}$ der Moleküle, die mit der Feldrichtung den Winkel ϑ bis $\vartheta + \Delta\vartheta$ bilden und gleichzeitig gegenüber ihrer Nachbarschaft die potentielle Energie U_l besitzen, nach der Gleichung

$$N_{l\vartheta} = C_1 e^{-\frac{U_l + \mu F \cos\vartheta}{kT}}$$

errechnen, wobei ϑ als von U_l unabhängig betrachtet wird, dann setzt diese Formel eine freie Drehbarkeit des Dipoles vom Moment μ in bezug auf die z-Achse voraus ($C_1 = \text{const}$). Diese Voraussetzung ist keineswegs erfüllt. Es gibt nun zwei Wege, die diese Schwierigkeit überwinden, und beide sollen hier kurz besprochen werden.

Während das erste Verfahren[6]) in direkter Rechnung ohne gedankliche Schwierigkeiten die Änderung der Verteilungsfunktion ergibt, liefert die ursprünglich von uns verwendete Methode, die hier im Kleindruck wiedergegeben wird, in der für Dipoluntersuchungen ausreichenden Näherung genau die gleichen Ergebnisse.

I. Es gilt für die Wahrscheinlichkeit $W_{l,\nu,F}$, daß sich das ν-te Dipolmoment während eines beliebigen Zeitpunktes bei der inneren Feldstärke F in einer Potentialmulde mit der Energie U_l befindet, die Boltzmann-Gleichung:

$$W_{l,\nu,F} = \frac{e^{-\frac{U_{l,\nu} + \mu F \cos\vartheta_{l,\nu}}{kT}}}{\sigma_{\nu,F}} \qquad (2)$$

mit der Zustandssumme

$$\sigma_{\nu,F} = \sum_i{}' e^{-\frac{U_{i,\nu} + \mu F \cos\vartheta_{i,\nu}}{kT}} \qquad (3)$$

Durch die Indizes ν und l wird zum Ausdruck gebracht, daß bei dem ν-ten Dipol zur Potentialmulde U_l ein ganz bestimmter Winkel gehört. Für den ν-ten Dipol ergibt sich nun für das Dipolmoment ein zeitlicher Mittelwert $\overline{m}$ auf Grund der Beziehung:

$$\overline{m}_\nu = \sum_i{}' \mu \cdot \cos\vartheta_{i,\nu} \cdot W_{i,\nu,F} = kT \frac{\partial \ln \sigma_{\nu,F}}{\partial F}. \qquad (4)$$

Durch Reihenentwicklung folgt aus Gleichung (3) bei Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung:

$$\sigma_{\nu,F} = \sigma_{(\nu,F=0)} \cdot \left[1 + \sum_i{}' \frac{\mu F \cos\vartheta_{i,\nu}}{kT} \cdot W_{(i,\nu,F=0)} + \frac{1}{2} \sum_i{}' \left(\frac{\mu F \cos\vartheta_{i,\nu}}{kT}\right)^2 \cdot W_{(i,\nu,F=0)}\right] \qquad (5)$$

6) Es sei Herrn G. Molière an dieser Stelle für den Hinweis auf diese Rechenmethode vielmals gedankt.

Bei Benutzung der linearen und quadratischen Glieder der logarithmischen Reihe unter Beachtung, daß $\mu F/kT$ klein ist, findet sich:

$$\left.\begin{aligned} \ln \sigma_{\nu,F} = \ln \sigma_{(\nu,F=0)} + \sum_i \frac{\mu F \cos \vartheta_{i,\nu}}{kT} \cdot W_{(i,\nu,F=0)} + \frac{1}{2} \sum_i \left(\frac{\mu F \cos \vartheta_{i,\nu}}{kT}\right)^2 \cdot W_{(i,\nu,F=0)} \\ - \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \left(\frac{\mu F}{kT}\right)^2 \cos \vartheta_{i,\nu} \cdot \cos \vartheta_{j,\nu} \cdot W_{(i,\nu,F=0)} \cdot W_{(j,\nu,F=0)} \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

In Gleichung (4) eingesetzt, erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} \overline{m}_\nu = kT \left[\sum_i \frac{\mu \cos \vartheta_{i,\nu}}{kT} \cdot W_{(i,\nu,F=0)} + \sum_i \frac{\mu^2 F \cos^2 \vartheta_{i,\nu}}{(kT)^2} \cdot W_{(i,\nu,F=0)} \right. \\ \left. - \sum_i \sum_j \frac{\mu^2 F}{k^2 T^2} \cos \vartheta_{i,\nu} \cdot \cos \vartheta_{j,\nu} \cdot W_{(i,\nu,F=0)} \cdot W_{(j,\nu,F=0)} \right] \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Bilden wir nun die Summe über alle Raumwinkel $2\pi \sin \vartheta \Delta\vartheta$ unter Beachtung, daß $\cos \vartheta_i \cos \vartheta_j$ für $i \neq j$ genau so häufig positiv als negativ wird und weiterhin

$$\int_0^\pi \cos \vartheta \cdot 2\pi \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta = 0$$

ist, so errechnen wir:

$$\overline{m}_\nu = \frac{\mu^2 \cdot F}{kT} \cdot \sum_i \cos^2 \vartheta_{i,\nu} \cdot W_{(i,\nu,F=0)} - W^2_{(i,\nu,F=0)} = \frac{\mu^2 \cdot F}{3kT} \left(\sum_i 1 - W^2_{(i,\nu,F=0)} \right) \quad (8)$$

Man findet den Faktor $\mu^2 F/3kT$, da der Wert des Integrals

$$\int_0^\pi \frac{\cos^2 \vartheta \cdot \sin \vartheta \cdot 2\pi \cdot d\vartheta}{4\pi} = \frac{1}{3}$$

beträgt.

Setzen wir voraus, daß jedes Dipolmoment dieselben Energiestufen annehmen kann, dann verschwindet in Gleichung (8) der Index ν, und wir erhalten bei Beachtung von Gleichung (2) und (1) für

$$\overline{m} = \frac{\mu^2 F}{3kT} \left(1 - \frac{\sum_i N_i^2}{N^2} \right) = \overline{M} \cdot F. \quad (9)$$

Hier bedeutet $\overline{M}$ das mittlere Moment bei der Feldstärke 1.

Obige Annahme bedeutet eine Vereinheitlichung des Potentialverlaufes sämtlicher Dipolmomente. Ohne diese Voraussetzung sagt uns Gleichung (8), daß das mittlere Moment proportional der Feldstärke und dem Quadrat des Dipolmomentes ansteigt und mit einem Reduktionsfaktor kleiner als 1, und zwar

$$\left(\sum_i 1 - W^2_{(i,\nu,F=0)} \text{ bzw. } (1 - \sum N_i^2/N^2)\right)$$

multipliziert wird. Dieses Verhalten deckt sich mit den Ergebnissen von Debye und Ramm[7] bei Annahme einer Rotationsbehinderung in Flüssigkeiten. Ist die Wahrscheinlichkeit $W_{(i,\nu,F=0)}$ für sämtliche Potentialmulden gleich 0, d. h. gibt es überhaupt keine Minima für die potentielle Energie, dann findet man die Debyesche Gleichung für das mittlere Moment bei freier Drehbarkeit. Besitzt jedes Dipolmoment nur eine mögliche Stellung, d. h. ist $W_{(i,\nu,F=0)}$ gleich 1, so gibt es keine Dipolorientierung, und $\overline{m}$ wird 0.

In ganz ähnlicher Weise finden wir die Anzahl Dipole, die sich in den einzelnen Potentialmulden U_1, U_2 usw. bei angelegtem Feld befinden, vorausgesetzt, daß bei allen Dipolmomenten die gleichen Potentialmulden auftreten. Es gilt für die Zahl der Dipole $N_{i,F}$ bei angelegter Spannung:

$$N_{i,F} = \sum_\nu W_{i,\nu,F} = N \cdot \overline{W_{i,\nu,F}}. \quad (10)$$

Hierbei bedeutet $\overline{W_{i,\nu,F}}$ die für jedes Dipolmoment geltende mittlere Wahrscheinlichkeit, sich im betrachteten Zeitpunkt in einer Potentialmulde U_i bei der Feldstärke F zu befinden. Weiterhin folgt aus Gleichung (2) und (3):

$$\left.\begin{aligned} W_{i,\nu,F} = -kT \cdot \frac{\partial \ln \sigma_{\nu,F}}{\partial U_i} \\ \text{und} \\ \overline{W_{i,\nu,F}} = -kT \frac{\partial \overline{\ln \sigma_{\nu,F}}}{\partial U_i}. \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

7) P. Debye und W. Ramm, Ann. d. Phys. **28**, 28, 1937.

Der Mittelwert $\ln \overline{\sigma_{v,F}}$ findet sich, indem man eine der Ableitung von Gleichung (8) ganz analoge Rechnung durchführt:

$$\ln \overline{\sigma_{v,F}} = \ln \sigma_{(F=0)} + \frac{1}{6}\left(\frac{\mu F}{kT}\right)^2 \left[1 - \sum_i W^2_{(i,F=0)}\right]. \qquad (12)$$

In Gleichung (10) und (11) eingesetzt, erhalten wir:

$$N_{i,F} = -NkT \cdot \frac{\partial \ln \sigma_{(F=0)}}{\partial U_i} + \frac{N \cdot kT}{6}\left(\frac{\mu F}{kT}\right)^2 \frac{\partial}{\partial U_i}\left(\sum_i W^2_{(i,F=0)}\right). \qquad (13)$$

Unter Beachtung von Gleichung (1), (2) und (3) gilt:

$$N_{i,F} = N_{i,F=0} + \frac{N}{6}\left(\frac{\mu F}{kT}\right)^2 \cdot kT \cdot \frac{\partial}{\partial U_i} \frac{\sum e^{-\frac{2U_i}{kT}}}{\left(\sum e^{-\frac{U_i}{kT}}\right)^2}.$$

Das ergibt aber durch Einsetzen von Gleichung (2) nach erfolgtem Differenzieren:

$$N_{i,F} = N_{(i,F=0)} - \frac{N}{3}\left(\frac{\mu F}{kT}\right)^2 \cdot W_{(i,F=0)}\left[W_{(i,F=0)} - \sum_i W^2_{(i,F=0)}\right]. \qquad (14)$$

Setzen wir noch für $W_{(i,F=0)}$ den Wert N_i/N ein, so wird:

$$N_{i,F} - N_{i,F=0} = \left(\frac{\mu F}{kT}\right)^2 \cdot \frac{N_i}{3N}\left(\frac{\sum N_i^2}{N} - N_i\right). \qquad (15)$$

Das elektrische Feld steigert die Zahl der Dipolmomente in den Potentialmulden großer potentieller Energie, da in diesem Fall der letzte Faktor in Gleichung (15) > 0 ist. Kurz nach dem Abschalten des elektrischen Feldes hat wegen der dann noch vorhandenen stärkeren Besetzung der unwahrscheinlicheren höheren Energiestufen die gesamte potentielle Energie gegenüber dem früheren Zustand zugenommen. Natürlich wird sich bald wieder das ursprüngliche Gleichgewicht einstellen, der Energieüberschuß äußert sich als Erwärmung des Dielektrikums. Wir finden die Energiezunahme durch Multiplikation von Gleichung (15) mit dem bei jedem Übergang durchschnittlich aufgenommenen Energiebetrag und erkennen weiterhin an Gleichung (15), daß die aufgenommene elektrische Energie mit dem Quadrat der Feldstärke ansteigt.

In unserer Betrachtung lassen wir Energiebeträge, die durch Impulsübertragung bei der Orientierung von Dipolmomenten bzw. Translation elektrisch geladener Teilchen (Ionen) an die elektrisch neutrale Umgebung abgegeben werden, unberücksichtigt.

II. Wir betrachten die Umgebung eines Dipoles, d. h. das Makromolekül als Ganzes bzw. in niedermolekularen Stoffen die Nachbarschaft des untersuchten Dipoles, als im wesentlichen starr festgelegt und lassen eine Rotation des Dipoles um die Molekülachse bei Überwindung einer Anzahl Maxima der potentiellen Energie, etwa wie in Fig. 2 angedeutet, zu. Zu jeder Potentialmulde gehört ein ganz bestimmter, a priori festgelegter Winkel in bezug auf die z-Achse.

Da jede der N polaren Gruppen eine endliche Zahl von Stellungen annehmen kann (in Fig. 2 sind es beispielsweise die Stellungen 1, 2, 3, 4), existiert in jedem Raumwinkel eine endliche Zahl von möglichen Lagen. Würde z. B. jedes Dipolmoment fünf Stellungen annehmen können, dann würden im ganzen, und zwar gleichmäßig über alle Raumwinkel verteilt, $5 \cdot N$ freie Plätze existieren, von denen bei angelegtem und bei abgeschaltetem Feld jeweils N besetzt sind.

In jedem Raumwinkel können nur eine endliche Zahl von Dipolen untergebracht werden, und zwar höchstens so viel, als freie Plätze vorhanden sind. Wählen wir die Winkelbereiche so schmal, daß in diesen im allgemeinen nur eine mögliche Stellung vorhanden ist, dann ist diese entweder mit einem Dipol besetzt oder frei. Es wird also die Verteilung in bezug auf den Winkel ϑ abhängig von den für jeden Raumwinkel vorhandenen, freien Plätzen.

In diesem Fall liefert bei Beachtung der folgenden Voraussetzungen die Fermistatistik die Verteilung in bezug auf den Winkel ϑ, und zwar zunächst für alle Dipolmomente in Potentialmulden gekennzeichnet durch die Energie U_i.

a) Wie oben soll jedes Dipolmoment bei einer Drehung um die Molekülachse etwa die gleichen Energiemulden einnehmen.

b) Die Orientierung der Moleküle der einen Gruppe mit der Energie U_i hat keinen Einfluß auf eine andere Gruppe, gekennzeichnet z. B. durch U_m.

c) Die Zahl der Dipolmomente, welche durch das angelegte Feld ihre Plätze vertauschen, ist klein gegenüber der Gesamtzahl, so daß sich durch

Neubesetzung von Plätzen innerhalb der betrachteten Energiestufe die Zahl der zur Verfügung stehenden Stellungen für die anderen Potentialmulden nicht merklich ändert. Bei einem Verlustwinkel von $\operatorname{tg}\delta = 0{,}1$ genügt es, wenn pro Polwechsel jeder 10^6te bis 10^7te Dipol auf eine Stufe höherer potentieller Energie kommt. Ein solcher Verlustwinkel bedeutet pro Polwechsel eine Energieaufnahme von etwa 20 Erg pro ccm bei 4000 V Feldstärke. Zum Schmelzen, d. h. zur Überwindung maximal sämtlicher Energieschwellen, braucht man für die gleiche Substanz etwa $300 \cdot 10^7$ Erg, so daß pro Polwechsel nur der $15 \cdot 10^6$te Teil aller Energieschwellen überschritten wird.

Wir verwenden hier die Gleichungen der Fermistatistik in formeller Weise, ohne an Quantenübergänge usw. zu denken.

Beachten wir, daß für jeden Raumwinkel

$$N \cdot \frac{2\pi \cdot \sin\vartheta \cdot \Delta\vartheta}{4\pi}$$

Plätze zur Verfügung stehen, so ergibt sich die Zahl $N_{l,\vartheta,F}$ der Dipolmomente innerhalb dieses Raumwinkels bei angelegtem Feld F auf Energiestufe U nach Fermi zu

$$N_{l,\vartheta,F} = \frac{\frac{N}{2} \cdot \sin\vartheta \cdot \Delta\vartheta}{C_2 \cdot e^{-\frac{\mu F}{kT}\cos\vartheta} + 1} \qquad (16)$$

Die Konstante C_2 im Nenner errechnet sich auf Grund der Bedingung:

$$\sum_{\vartheta=0}^{\vartheta=\pi} N_{l,\vartheta,F} = N_{l,F}$$

nach Vereinfachung unter Beachtung, daß $\mu F/kT$ klein gegen 1 ist:

$$C_2 = \frac{N - N_{l,F}}{N_{l,F}}.$$

In Gleichung (16) eingesetzt, ergibt sich, wenn wir die Exponentialfunktion im Nenner durch die ersten Glieder der Exponentialreihe ersetzen und für den Nenner die entsprechenden ersten Glieder im Zähler schreiben:

$$N_{l,\vartheta,F} = \frac{N_{l,F}}{\pi} \cdot \frac{\sin\vartheta}{2} \cdot \Delta\vartheta + N_{l,F} \cdot \frac{\sin\vartheta}{2}\left(\frac{N - N_{l,F}}{N}\right)\frac{\mu F}{kT}\cos\vartheta \cdot \Delta\vartheta \qquad (17)$$

Der zweite Summand gibt uns die Veränderung der Zahl der Dipolmomente im untersuchten Raumwinkel wieder.

Multiplizieren wir Gleichung (17) mit $\mu\cos\vartheta$, addieren über sämtliche Winkel und dividieren schließlich durch die Zahl der Dipolmomente, welche sich in Potentialmulden mit der Energie U_l befinden, so ergibt sich das mittlere Moment $\overline{m}_l$ der betrachteten Gruppe:

$$\overline{m}_l = \frac{\int_0^{\pi} N_{l,F} \cdot \frac{\sin\vartheta}{2}\left[1 + \left(\frac{N - N_{l,F}}{N}\right)\frac{\mu F}{kT}\cos\vartheta\right]\cos\vartheta \cdot \mu \cdot d\vartheta}{N_{l,F}}$$

Wir erhalten:

$$\overline{m}_l = \frac{\mu^2 F}{3kT}\left(\frac{N - N_{l,F}}{N}\right). \qquad (18)$$

Ist die Zahl der betrachteten Momente $N_{l,F}$ klein gegenüber der Gesamtzahl N, dann geht diese Gleichung in den entsprechenden Ausdruck der Boltzmann-Verteilung über.

Um die bei angelegtem Feld maßgebende Verteilung in bezug auf die Potentialmulden U_l zu finden, wenden wir die Boltzmann-Verteilung an, wobei jedoch die Energie U_l um den durch das elektrische Feld bedingten Betrag verändert ist.

Man findet diesen Energieanteil durch Multiplikation des mittleren Momentes der betrachteten Gruppe von Dipolmomenten mit der Feldstärke zu

$$-\overline{m}_l \cdot F = -\frac{\mu^2 F^2}{3kT}\left(\frac{N - N_{l,F}}{N}\right). \qquad (19)$$

An Stelle der Gleichung (1) ergibt sich für die Verteilung der Momente auf die möglichen Energiestufen im elektrischen Feld die Gleichung

$$N_{l,F} = \frac{N \cdot e^{-\frac{U_l}{kT} + \frac{\mu^2 F^2}{3k^2T^2}\left(\frac{N - N_{l,F}}{N}\right)}}{\sum_i e^{-\frac{U_i}{kT} + \frac{\mu^2 F^2}{3k^2T^2}\left(\frac{N - N_{i,F}}{N}\right)}}. \qquad (20)$$

Der Einfluß des Gliedes

$$\frac{\mu^2 F^2}{3k^2T^2}\left(\frac{N - N_{l,F}}{N}\right)$$

gegenüber $-U_l/kT$ ist nicht sehr groß, da nur wenige Dipole ihre Plätze zu wechseln haben. Wir können deshalb auf der rechten Seite in Gleichung (20) $N_{l,F}$ durch N_l ersetzen und gleichzeitig

$$e^{\frac{\mu^2 F^2}{3k^2T^2}\left(\frac{N - N_l}{N}\right)}$$

schreiben als

$$1 + \frac{\mu^2 F^2}{3k^2T^2}\left(\frac{N - N_l}{N}\right).$$

Subtrahieren wir die Gleichung (1) von Gleichung (20), so erhalten wir nach leichter Umrechnung die Zunahme ΔN_l der Dipolmomente der betrachteten Gruppe bei angelegtem elektrischem Feld unter Beachtung von Gleichung (1):

$$\Delta N_l = \frac{\frac{N_l}{N} \cdot \frac{\mu^2 F^2}{3k^2T^2}\left(\sum_i e^{-\frac{U_i}{kT}} \cdot N_i - N_l \sum_i e^{-\frac{U_i}{kT}}\right)}{\sum_i e^{-\frac{U_i}{kT}}\left[1 + \frac{\mu^2 F^2}{3k^2T^2}\left(1 - \frac{N_i}{N}\right)\right]} \qquad (21)$$

Setzen wir

$$e^{-\frac{U_i}{kT}} = \frac{N_i}{N} \sum_i' e^{-\frac{U_i}{kT}}$$

im Zähler von Gleichung (21) ein, so erhalten wir bei Vereinfachung des Nenners, da

$$\frac{\mu^2 F^2}{3 k^2 T^2} \left(1 - \frac{N_i}{N} \right)$$

klein gegen 1:

$$\Delta N_i = \frac{N_i}{N} \left(\frac{\sum N_i^2}{N} - N_i \right) \frac{\mu^2 F^2}{3 k^2 T^2} \qquad (15a)$$

in vollständiger Übereinstimmung mit Gleichung (15).

Wir haben nun noch das mittlere Moment $\overline{m}$ unserer untersuchten Substanz zu errechnen, jetzt aber, indem wir die mittleren Momente $\overline{m}_i$ jeder Gruppe mit der in dieser vorhandenen Zahl Dipolmomente multiplizieren und durch die Gesamtzahl N dividieren:

$$\overline{m} = \frac{\sum' \frac{\mu^2 F}{3 k T} \left(\frac{N}{N} - \frac{N_i}{N} \right) N_i}{N}$$

$$\frac{\mu^2 F}{3 k T} \left(1 - \frac{\sum N_i^2}{N^2} \right) = \overline{M} \cdot F \qquad (9a)$$

in Übereinstimmung mit Gleichung (9).

4. Zeitabhängigkeit der Gleichgewichtseinstellung

Bei dem Anlegen oder Abschalten eines äußeren Feldes wird sich das durch Gleichung (20) bzw. (1) gegebene Gleichgewicht nicht augenblicklich einstellen, es wird vielmehr eine gewisse Zeit verstreichen, bis sich dieses durch Zusammenwirken von Brownscher Molekularbewegung und elektrischem Feld gebildet hat. Nennen wir die Zeit, bis sich dieser Zustand bis auf den $e$ten Teil einstellt, τ (τ ist Relaxationszeit), dann wird die Zunahme der polaren Gruppen innerhalb der betrachteten Energiestufe bzw. die Änderung des mittleren Momentes durch folgende Ansätze wiedergegeben:

$$\begin{aligned} \Delta N_{i,t} &= \Delta N_i \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \\ \overline{m} &= F \cdot \overline{M} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \end{aligned} \qquad (22)$$

Gleichung (22) beschreibt die Vorgänge beim Einschalten des Feldes, wobei wir $\overline{m}$ von nun an als zeitabhängig betrachten.

Anmerkung: Die benutzte Zeitabhängigkeit bei der Einstellung des Gleichgewichtes erhält man bei allen Relaxationsvorgängen. So wird diese schon von Maxwell[8]) für die Relaxation der Spannung in einem elastisch-plastischen Medium angegeben und von verschiedenen Verfassern[9]) mit Erfolg verwendet. Besonders sei hier auf die grundlegende Arbeit von Kronig[10]) hingewiesen.

In dieser Arbeit ergibt sich der exponentielle Verlauf jedes Relaxationsmechanismus als Lösung einer Differentialgleichung bzw. eines Systems von Differentialgleichungen. Bei der Festlegung der Zeitabhängigkeit der Gleichgewichtseinstellung in Gleichung (22) und (36) werden die Ergebnisse von Kronig zugrunde gelegt.

Die Größe der potentiellen Energie der einzelnen Mulden ist nach Gleichung (1) und (20) bestimmend für den Gleichgewichtszustand. Die Häufigkeit genügend kräftiger Wärmestöße und die Größe der zu überschreitenden Potentialmaxima sind maßgebend für die Zeitabhängigkeit der Gleichgewichtseinstellung. Die Relaxationszeit ist deshalb wesentlich temperaturabhängig. Die Verteilung der Maxima gibt uns also Aufschluß über Temperatur- und Frequenzabhängigkeit der dielektrischen Verluste. Ist das zu überschreitende Maximum der potentiellen Energie bei dem Übergang von dem einen Zustand, gekennzeichnet durch die Energie U_i, zu einem solchen mit U_k bei einer großen Zahl polarer Gruppen verschieden groß, dann wird sich die Einstellung des Gleichgewichtes nicht durch eine Relaxationszeit beschreiben lassen. Die einzelnen Relaxationszeiten werden sich je nach den Abweichungen der zu überwindenden Maxima mehr oder weniger unterscheiden.

Die Ableitung der Relaxationszeiten aus der Größe der Potentialschwellen und die Berechnung der Verteilung derselben ist erst möglich bei der Diskussion genügend vieler experimenteller Ergebnisse. Es werden deshalb in dieser Arbeit die Relaxationszeiten als Materialkonstanten eingeführt, ohne ihr Zustandekommen im einzelnen molekülarkinetisch zu deuten.

5. Relaxationserscheinungen im elektrischen Wechselfeld

Die Gleichung (22) gilt für ein zeitlich konstantes Feld. Ist nun F veränderlich, etwa eine periodische Funktion der Zeit, dann kommen wir zum Ziel, wenn wir das Feld während der kleinen Zeit Δt als konstant betrachten und den Einfluß vieler nach kurzen Zeitabschnitten eingeschalteter Feldanteile auf den Relaxationsverlauf berechnen.

8) J. C. Maxwell, Philos. Mag. IV **35**, 134, 1867.

9) W. Kuhn, Zeitschr. f. physik. Chemie (B) **42**, 1, 1939; W. Holzmüller und E. Jenckel, Zeitschr. f. physik. Chemie (A) **186**, 359, 1940.

10) R. L. de Kronig, l. c.

Von der Zeit $t - \bar{t}_0$ an möge das konstante Feld F_0 wirksam sein, von der Zeit $t - \bar{t}_0 + \Delta\bar{t}_1$ an das Feld um den Betrag

$$\frac{dF}{d\bar{t}}(\bar{t}_0) \cdot \Delta\bar{t}_1$$

zugenommen haben usw., so daß sich $\overline{m}$ errechnen läßt als Summe der als zeitlich konstant angesehenen Feldanteile, die aber jeweils von dem Zeitpunkt t aus betrachtet eine mehr oder weniger lange Zeit wirksam waren. Wir erhalten, wenn wir alle Feldanteile von der weit zurückliegenden Zeit t_0 an bis zur Zeit t addieren:

$$\left.\begin{aligned}\overline{m} = \overline{M}\Bigg[& F_0\left(1 - e^{-\frac{t-\bar{t}_0}{\tau}}\right) + \frac{dF}{d\bar{t}}(\bar{t}_0)\cdot\Delta\bar{t}_1\left(1 - e^{-\frac{t-\bar{t}_0+\Delta\bar{t}_1}{\tau}}\right) \\ & + \frac{dF}{d\bar{t}}(\bar{t}_0+\Delta\bar{t}_1)\cdot\Delta\bar{t}_2\left(1 - e^{-\frac{t-\bar{t}_0+\Delta\bar{t}_1+\Delta\bar{t}_2}{\tau}}\right) + \cdots\Bigg]\end{aligned}\right| \quad (23)$$

Da wir $\bar{t} - t_0$ als groß vorausgesetzt haben, ist das erste Glied bedeutungslos, und es ergibt sich für $F = F_0 \cdot e^{i\omega t}$ [gemeint ist der Realteil ($F = F_0 \cdot \cos \omega t$) dieser komplexen Funktion] anstatt der Summe das folgende Integral (ω = Kreisfrequenz):

$$\overline{m} = \overline{M}\int_{t_0}^{t} \frac{dF}{d\bar{t}}\left(1 - e^{-\frac{(t-\bar{t})}{\tau}}\right) d\bar{t} \quad (24)$$

mit $\bar{t}$ als Integrationsvariablen

$$\left|\frac{dF}{d\bar{t}} = i\omega F_0 e^{i\omega\bar{t}}\right| .$$

Bei der Integration erhält man

$$\overline{m} = \overline{M} \cdot F_0\left|e^{i\omega t} - \frac{i\omega e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot e^{\frac{t(1+i\omega\tau)}{\tau}} \cdot \tau}{1 + i\omega\tau}\right| + K_1 . \quad (25)$$

Daraus ergibt sich

$$\overline{m} = \frac{\overline{M} \cdot F_0 \cdot e^{i\omega t}}{1 + i\omega\tau} + K_1 . \quad (26)$$

Die Konstante K_1 wird jedoch gleich Null, da für $\omega = 0$ Gleichung (26) in $\overline{m} = \overline{M} \cdot F$ übergehen muß.

Damit erhalten wir für das mittlere Moment den Realteil von

$$\overline{m} = \frac{\mu^2 F_0}{3kT}\left(1 - \frac{\sum N_i^2}{N^2}\right)\frac{e^{i\omega t}}{1 + i\omega\tau} \quad (27)$$

und zwar

$$\overline{m} = \overline{M} \cdot F_0\left|\frac{\cos\omega t}{1 + \omega^2\tau^2} + \frac{\omega\tau \cdot \sin\omega t}{1 + \omega^2\tau^2}\right| \quad (28)$$

oder

$$\left.\begin{aligned}\overline{m} &= \overline{M} \cdot F_0 \cdot \frac{\cos(\omega t - \varphi)}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} \\ \text{mit} \quad \cos\varphi &= \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}}\end{aligned}\right| \quad (29)$$

Der durch Gleichung (27) bestimmte Frequenzgang deckt sich mit der Frequenzabhängigkeit der Reibungsdispersion nach Debye, ebenso wie mit den von K. W. Wagner[11]) und P. Drude[12]) unter ganz anderen Voraussetzungen erhaltenen Formeln. Gleichung (29) sagt uns, daß das mittlere Moment im untersuchten Festkörper der angelegten Wechselspannung um den Winkel φ nacheilt. Ein Vergleich der Ausdrücke (29) mit $\overline{m} = \overline{M} \cdot F$ zeigt, daß sich die Wirkung des angelegten Wechselfeldes gegenüber einem konstanten Feld auf den Faktor

$$\frac{\cos(\omega t - \varphi)}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}}$$

beschränkt.

6. Dielektrizitätskonstante und Verlustwinkel

Die Berechnung der Dielektrizitätskonstante und des Verlustwinkels aus dem mittleren Moment $\overline{m}$ und der Polarisierbarkeit α durch Deformation setzt die Kenntnis des Zusammenhanges von innerem Feld F und der an die Kondensatorplatten angelegten Spannung U voraus. Errechnen wir, dem Beispiel Mosottis folgend, das innere Feld aus der Wirkung der Ladungen auf den Kondensatorplatten, der induzierten Ladungen auf der Randschicht des Dielektrikums und der Ladungen auf einer kleinen Kugel um den betrachteten Punkt im Dielektrikum, so vernachlässigt man bei diesem Verfahren den Einfluß benachbarter Molekülteile. In unserem Falle sind nun die Wirkungen elektrischer Kräfte benachbarter Ladungen, die, bis auf einen kleinen aus der Deformation im

11) K. W. Wagner, Arch. f. Elektrotechn. **2**, 371, 1914.

12) P. Drude, Wiedemanns Ann. **60**, 1, 1897; **61**, 466, 1897.

elektrischen Feld herrührenden Betrag, schon ohne äußeres elektrisches Feld vorhanden waren, bei der Festlegung der Potentialmulden U_i mit berücksichtigt, soweit nicht durch die Wirkung des Feldes eine Umlagerung benachbarter Dipole eintritt. Wir können also ohne Bedenken mit dem Mosottischen Ansatz rechnen.

Wir erhalten für die komplexe Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$ die Beziehung:

$$\frac{\varepsilon^* - 1}{\varepsilon^* + 2} \cdot \frac{M}{\varrho} = \frac{4\pi}{3} L \left(\alpha + \frac{\overline{M}}{1 + i\omega\tau} \right)$$

mit

$$\overline{M} = \frac{\mu^2}{3kT} \left(1 - \frac{\sum_i N_i^2}{N^2} \right). \tag{30}$$

In diesen Formeln ist M das Molekulargewicht der monomeren Substanz, ϱ die Dichte, L die Loschmidtsche Zahl, μ das Dipolmoment und N die Zahl der Dipolmomente pro ccm.

Trennen wir in Gleichung (30) den reellen Teil vom imaginären, so ergeben sich die beiden Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned} \frac{(\varepsilon' - 1)(\varepsilon' + 2) + \varepsilon''^2}{(\varepsilon' + 2)^2 + \varepsilon''^2} &= A, \\ \frac{\varepsilon''(\varepsilon' + 2) - \varepsilon''(\varepsilon' - 1)}{(\varepsilon' + 2)^2 + \varepsilon''^2} &= B. \end{aligned}\right| \tag{31}$$

Hier bedeuten:

$$A = \frac{4\pi}{3} L \cdot \frac{\varrho}{M} \left(\alpha + \frac{\overline{M}}{1 + \omega^2\tau^2} \right) \tag{32a}$$

und

$$B = + \frac{4\pi}{3} L \cdot \frac{\varrho}{M} \cdot \frac{\overline{M} \cdot \omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \tag{32b}$$

Aus Gleichung (31) errechnet sich nun

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon' &= \frac{A + 1 - 2A^2 + 2B^2}{(1 - A)^2 + B^2} \\ \varepsilon'' &= \frac{3B}{(1 - A)^2 + B^2} \end{aligned}\right| \tag{33}$$

Es gilt $\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \operatorname{tg}\delta$, wobei für ε' der Ausdruck

$$C = \varepsilon' \cdot C_0 \tag{34}$$

maßgebend ist. Dabei ist C_0 die Leerkapazität, dagegen C die Kapazität des mit der untersuchten Substanz gefüllten Kondensators. Setzen wir in Gleichung (31) $\varepsilon'' = \operatorname{tg}\delta \cdot \varepsilon'$, dann finden wir:

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{\varepsilon'^2 \cdot \operatorname{tg}^2\delta + \varepsilon'^2 + \varepsilon' - 2}{\varepsilon'^2 \cdot \operatorname{tg}^2\delta + \varepsilon'^2 + 4\varepsilon' + 4} \\ B &= \frac{3 \operatorname{tg}\delta \cdot \varepsilon'}{\varepsilon'^2 \operatorname{tg}^2\delta + \varepsilon'^2 + 4\varepsilon' + 4} \end{aligned}\right| \tag{35}$$

Man wird nun $\operatorname{tg}\delta$ und ε' in Abhängigkeit von Temperatur oder Frequenz bestimmen und mit Hilfe der Gleichung (35) die Größen A und B berechnen. Betrachten wir in Gleichung (32) B und $\omega \cdot \tau = x$ als Veränderliche, so beweist man leicht durch Differenzieren, daß B einen maximalen Wert erhält für $\omega \cdot \tau = 1$. Da aus den Experimenten der maximale Wert von B bestimmbar ist, weiterhin L, ϱ, M bekannt sind und in diesem Fall $\omega \cdot \tau = 1$ ist, errechnet sich leicht die für die Untersuchung der inneren Kräfte in der untersuchten Substanz wichtige Größe $\overline{M}$. Aus der Kenntnis der Größe A im Falle, daß $\omega\tau = 1$ ist (B maximal), kann man nun auch aus Gleichung (32a) den Einfluß der Deformation der Moleküle im elektrischen Feld, welcher durch die Zahl α wiedergegeben wird, errechnen.

7. Einfluß verschiedener Relaxationszeiten

Der Übergang von der Energiestufe U_i zur Energiestufe U_k wird über Maxima der potentiellen Energie erfolgen, welche für die einzelnen Dipolmomente verschieden groß sein können. Wir beschreiben dieses Verhalten, indem wir an Stelle der Gleichung (22) für die Zeitabhängigkeit der Gleichgewichtseinstellung bei konstantem Feld schreiben:

$$\overline{m} = F \cdot \overline{M} \left[\beta_1 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right) + \beta_2 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) + \beta_3 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_3}} \right) + \cdots \right], \tag{36}$$

wobei

$$\beta_1 + \beta_2 + \beta_3 \cdots = 1.$$

Durch die Materialkonstanten β_1, β_2, β_3 usw. wird zum Ausdruck gebracht, daß die den Relaxationszeiten τ_1, τ_2, τ_3 usw. entsprechenden, zu überschreitenden Potentialschwellen zur Bildung des Gesamtmomentes $\overline{m}$ anteilmäßig verschiedenen Einfluß haben. Ist z. B. ein besonders ausgeprägtes Energiemaximum, welches der langen Relaxationszeit τ_k zugeordnet ist, bei der Einstellung des Gleichgewichtes nur selten zu überschreiten, so wird β_k klein und der Einfluß dieser Relaxationszeit dementsprechend auch klein. Im elektrischen Wechselfeld ergibt eine den Gleichungen (23) bis (26) analoge Überlegung:

$$\overline{m} = F_0 \overline{M} e^{i\omega t} \left(\frac{\beta_1}{1 + i\omega\tau_1} + \frac{\beta_2}{1 + i\omega\tau_2} + \frac{\beta_3}{1 + i\omega\tau_3} + \cdots \right). \tag{37}$$

Für die Materialkonstanten A und B finden wir statt der Gleichung (32) die Beziehung:

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{4\pi}{3} \cdot L \cdot \frac{\varrho}{M}\left(\alpha + \frac{\overline{M}\cdot\beta_1}{1+\omega^2\tau_1^2} + \frac{\overline{M}\cdot\beta_2}{1+\omega^2\tau_2^2} + \cdots\right) \\ B &= + \frac{4\pi}{3} \cdot L \cdot \frac{\varrho}{M} \cdot \overline{M}\left(\frac{\beta_1\omega\tau_1}{1+\omega^2\tau_1^2} + \frac{\beta_2\omega\tau_2}{1+\omega^2\tau_2^2} + \cdots\right). \end{aligned}\right\} \quad (38)$$

Man wird nun in jedem Fall aus den gemessenen Größen ε' und $\operatorname{tg}\delta$ mit Hilfe der Gleichung (35) die Größen A und B berechnen und in Abhängigkeit von Wellenlänge oder Temperatur zeichnen und prüfen, ob sich das Verhalten den Gleichungen (32) oder (38) anpaßt. Treten für B mehrere Maxima auf bzw. zeigen diese gegenüber Gleichung (32) eine Verbreiterung, dann ist auf das Vorhandensein von mehreren Relaxationszeiten zu schließen. Es ist die Messung in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Messung bei Veränderung der Temperatur vorzuziehen, da a priori keine Aussagen über die Temperaturabhängigkeit von τ möglich sind. Es sind mindestens Messungen bei zwei oder drei verschiedenen Frequenzen durchzuführen.

Zusammenfassung

Das Auftreten dielektrischer Verluste in polaren Festkörpern wird auf Änderung der Gleichgewichtseinstellung der polaren Gruppen im Molekül auf die einzelnen Minima der potentiellen Energie zurückgeführt. Es zeigt sich, daß im elektrischen Feld die Zahl der Dipolmomente auf Stufen höherer potentieller Energie größer ist als bei abgeschaltetem Feld. Da die Neueinstellung eines Dipolmomentes über eine Energieschwelle hinweg nur durch Zusammenwirken von kräftigen Wärmestößen und elektrischem Feld erfolgen kann, ist diese Einstellung zeitabhängig. Durch Einführung einer oder mehrerer Relaxationszeiten wird die beobachtete Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten und des Verlustwinkels von Frequenz und Temperatur erklärt. Es wird gezeigt, wie sich aus Messungen der Dielektrizitätskonstante ε' und $\operatorname{tg}\delta$ die für die Bestimmung der inneren Zusammenhangskräfte im Molekül wichtigen Größen berechnen lassen.

Da die Rechnungen vorläufig auf die Gleichgewichtseinstellungen bei der Orientierung von Dipolen und deren Abhängigkeit von vorhandenen Kräften beschränkt blieben, läßt sich über Abhängigkeit von Viskosität und dielektrischem Verlust noch nichts aussagen. Eine beabsichtigte Untersuchung des Einflusses zwischenmolekularer Kräfte bei Translationsbewegungen verspricht die Zurückführung von Viskosität und Ionenleitfähigkeit auf Platzwechselvorgänge im Festkörper und die Erfassung von Zusammenhängen zwischen diesen einzelnen Erscheinungen.

Diese Untersuchungen wurden am Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie durchgeführt und von Herrn Professor E. Jenckel in dankenswerter Weise gefördert. Die theoretischen Betrachtungen werden durch experimentelle Beobachtungen ergänzt, die in Kürze veröffentlicht werden.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie, den 11. November 1940.

(Eingegangen 13. November 1940)

Ein Beitrag zur Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe

Von Božo A. Metzger

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Zagreb

In der „Physikalischen Zeitschrift" wurde an mehreren Stellen über einen Photoeffekt bei Glimmlampen berichtet[1]).

Dieser Photoeffekt äußert sich wegen der ionisierenden Wirkung der photoelektrisch ausgelösten Elektronen in einer Herabsetzung der Zündspannung; Röntgen-[2]), β- und γ-Strahlen[3]) rufen dieselbe Erscheinung hervor.

Infolge dieser Zündspannungsverminderung führt die Belichtung der Glimmlampe in der Kippschaltung zu einer Vergrößerung der Kipp-

1) A. Lambertz, Physik. Zeitschr. **26**, 254, 1925. — H. Greinacher, Physik. Zeitschr. **26**, 374, 1925. — L. Bergmann, Physik. Zeitschr. **26**, 469, 1925. — H. Greinacher, Physik. Zeitschr. **27**, 402, 1926. Siehe auch P. Werner, Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. **39**, 284, 1926.

2) L. Bergmann, Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. **35** 165; 1922.

3) O. v. Baeyer u. W. Kutzner, Zeitschr. f. Phys. **21**, 46, 1924. — U. A. Oschwald u. A. G. Tarrant, Proc. Phys. Soc. **36**, 241, 1924, zitiert nach Physik. Ber. **8**, 1172, 1927. — G. Valle u. B. Rossi, Cim. **11**, 708, 1934, zitiert nach Physik. Ber. **16**, 1012, 1935.

frequenz[4]). Diese Erscheinung kann für photometrische Messungen nicht ausgenützt werden, da die Herabsetzung der Zündspannung[5]) mit der Beleuchtung nicht in einem einfachen Zusammenhang steht[6]). Es wurde zwar ein photoelektrisches Photometer vorgeschlagen, welches die Glimmlampe in der Kippschaltung verwendet; jedoch nur als Ersatz für das Meßinstrument. Der lichtempfindliche Teil war nicht die Glimmlampe selbst, sondern eine Photozelle[7]).

Die heutigen 110-Volt-Glimmlampen, deren Elektroden mit einem Bariumpräparat überzogen sind, zeigen einen Photoeffekt, welcher sich nicht nur durch die Zündspannungsverminderung, sondern auch durch einen meßbaren Photostrom äußert.

Die Abhängigkeit dieses Photostromes von der Glimmlampenspannung (V_{gl}) sowie von der Beleuchtung untersuchte ich an einer Reihe von „Osram-Bienenkorb-Glimmlampen" für 110 Volt mit grauschwarzen Elektroden[8]).

Für alle Versuchslampen erhielt ich gleichartige Kurven, deren zwei — bei gleicher Beleuchtung (500 Lux) aufgenommen — aus Fig. 1 ersichtlich sind. Kurve a zeigt den Photostrom in Abhängigkeit von V_{gl} für Tageslicht im Zimmer, Kurve b desgleichen für das Licht einer Metallfadenglühlampe von 100 Watt[9]).

Da die Photoströme stark genug sind, um über einen geeigneten Verstärker auf ein Relais einwirken zu können, habe ich mit Erfolg an Stelle der Photozelle die lichtempfindliche Glimmlampe zur Demonstration der verschiedenen Lichtschaltanlagen verwendet.

Die Glimmlampe ist aber auch für photometrische Messungen, wie dies Fig. 2 beweist, vorzüglich geeignet. Hierzu habe ich die Beleuchtung mit einem geeichten „Filter- Photron-Element" nach Dr. Dreßler gemessen.

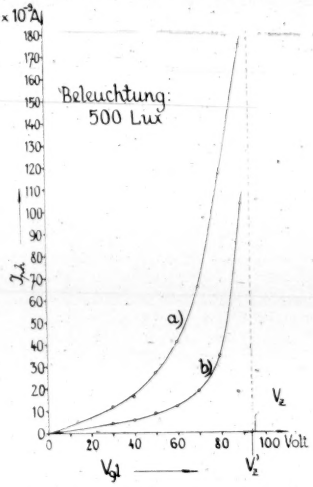

Fig. 1. Abhängigkeit des Photostromes (I_{ph}) von der Glimmlampenspannung (V_{gl}). a) Für Tageslicht, b) für Glühlampenlicht. V_z ist die Zündspannung im Dunkeln, V_z' bei Belichtung.

Zwischen der Beleuchtung und dem Photostrome der Glimmlampe erreicht man bei einer V_{gl} von wenigstens etwa 30 Proz. unter der Zündspannung (V_z') eine lineare Abhängigkeit.

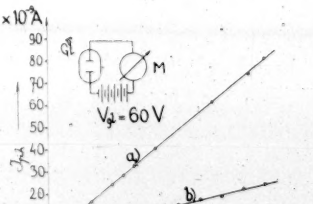

Fig. 2. Die Glimmlampe als Photometerphotozelle (V_{gl} = 60 Volt). a) für Tageslicht, b) für Glühlampenlicht. Im Schaltschema bedeutet *Gl* die Glimmlampe, V_{gl} eine konstante Spannungsquelle von 60 Volt und *M* ein empfindliches Meßinstrument oder einen linearen Photostromverstärker mit kompensiertem Anodenstrom.

4) R. Mecke u. A. Lambertz, Physik. Zeitschr. **27**, 86, 1926. — J. Taylor, G. H. J. Adlam, "The Science Master's Book" Pt. I, 217 London, 1931.

5) Hier betrachten wir nur den normalen Photoeffekt, welcher sich bei Belichtung einer „Photokathode" durch Auslösen von Elektronen äußert. Dieser ist von dem „Photoeffekt in Gasen", bei welchem eine Erhöhung der Zündspannung beobachtet wurde (siehe z. B. F. Schröter, Zeitschr. f. techn. Phys. **12**, 193, 1931), streng zu unterscheiden.

6) H. T. Reich, Journ. Opt. Soc. Amer. **17**, 271, 1928, zitiert nach Physik. Ber. **10**, 529, 1929. — 7) J. H. J. Poole, Nature **121**, 281, 1928 — siehe auch: W. Möller, „Photozelle, Glimmlampe, Braunsche Röhre", S. 64, 2. Aufl., Berlin 1937.

8) Die 220-Volt-Glimmlampen haben gewöhnlich blanke Eisenelektroden, welche — Verunreinigungen ausgenommen — in sichtbarem Spektralgebiet keinen meßbaren Photoeffekt zeigen (über die Wirkung der Verunreinigungen bei H. J. Reich, l. c.).

9) Ein „Dunkelstrom" infolge mangelhafter Sockelisolation (höchstens etwa $10^{10}\,\Omega$) ist nicht mit eingezeichnet. In manchen Fällen ist eine Entsockelung der Glimmlampe anzuraten.

Für Tageslicht (Fig. 2a) wurden 3–4mal größere Photoströme als für Glühlampenlicht (Abb. 2b) gemessen. Dies findet seine Erklärung in der hohen Blauempfindlichkeit der Glimmlampe. Das Gebiet der größten Empfindlichkeit liegt im Wellenlängenbereich von etwa 420 bis etwa 530 mμ. Auch eine schwache Rotempfindlichkeit wurde festgestellt.

Als „Photokathode" können selbstverständlich nach Belieben beide Elektroden verwendet werden, es ergeben sich dann jedoch abweichende Empfindlichkeiten.

Durch die lichtempfindliche Glimmlampe kann also eine Photozelle in vielen Fällen, besonders für Demonstrationszwecke, mit Vorzug ersetzt werden.

Physikalisches Institut der Universität Zagreb (Agram), 11. Nov. 1940.

(Eingegangen 15. November 1940)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

M. v. Ardenne, Elektronenübermikroskopie. Physik, Technik, Ergebnisse. 393 Seiten. Mit 404 Abbildungen, 1 ganzseitigem Bild und 1 Tafel, Berlin 1940. Julius Springer. Geb. RM 57.60.

Über die Elektronenübermikroskopie lag bisher noch keine größere zusammenfassende Darstellung vor, trotz des weitgehenden Interesses und der großen Hoffnungen, die dieses junge Gebiet hervorgerufen hat. Für ein Buch, das die verschiedenen in der letzten Zeit entwickelten Übermikroskoptypen darstellt und einen Überblick über die bereits erzielten Ergebnisse bringt, besteht aber zweifellos ein dringendes Bedürfnis.

M. v. Ardenne kommt diesem Bedürfnis mit dem vorliegenden Werk entgegen. Den Hauptinhalt des Buches bilden die im Laboratorium des Verfassers durchgeführten Untersuchungen, sowie die von ihm entwickelten Konstruktionen und elektronenmikroskopischen Schneide- und Präparierungsmethoden. Durch häufiges Heranziehen der Arbeiten dritter Stellen hat der Verfasser jedoch diese Einseitigkeit zu mildern versucht. Der Stoff wird in großer Ausführlichkeit und bis in alle Einzelheiten dargestellt. Besondere Erwähnung verdienen die zahlreichen graphischen Darstellungen, insbesondere in den theoretischen Abschnitten, die vielen Schnittzeichnungen und Photographien elektronenmikroskopischer Konstruktionen und das umfangreiche Material an übermikroskopischen Aufnahmen. Die Ausstattung des Buches ist hervorragend.

Inhaltsverzeichnis: Allgemeine Grundlagen. Die theoretischen Grundlagen des Elektronenmikroskopes. Die theoretischen Grundlagen der Elektronensondenmikroskope. Elektronenstrahlung und Objekt. Wichtige Größen für die Dimensionierung von Elektronenmikroskopen. Bauelemente und Hilfseinrichtungen der Elektronenmikroskope. Die Vakuumtechnik der Elektronenmikroskope. Die Hochspannungsanlagen der Elektronenmikroskope. Die praktische Ausführung des Elektronenmikroskopes. Die praktische Ausführung der Elektronensondenmikroskope. Objektpräparierungstechnik. Die Bestimmung des Auflösungsvermögens. Stereo-Elektronenmikroskopie. Die Ergebnisse der Elektronenübermikroskopie auf den verschiedenen Anwendungsgebieten. A. Recknagel

Hochfrequenzkeramik von Dr. Ernst Albers-Schönberg unter Mitwirkung von Obering. H. Handrek, Dipl.-Ing. W. Soyck, Dr. Ing. A. Ungewiß (2. Band der Sammlung „Industrielle Keramik", herausgegeben von Prof. Walter Steger). 171 Seiten mit 97 Abbildungen. Dresden und Leipzig 1939. Verlag von Th. Steinkopff. Geb. RM 11.—, brosch. RM 12.—.

Nachdem die Entwicklung der keramischen Hochfrequenzisolierstoffe unter der Führung der deutschen keramischen Industrie (Steatit-Magnesia und Hescho) zu einem gewissen Abschluß gelangt ist und die Erzeugnisse ihren gebührenden Platz erobert haben, dürfte eine zusammenfassende Darstellung von allen Interessenten lebhaft begrüßt werden. Das um so mehr, als die führenden Fachleute aus den Laboratorien der beiden Werke sich zusammengeschlossen haben und in einzelnen Kapiteln jeweils den zuständigen Fachmann zu Wort kommen lassen. Trotz der dadurch gelegentlich auftretenden Wiederholungen ergeben die sechs selbständigen Kapitel des Buches ein geschlossenes Ganzes, das zusammen mit den am Schluß angeführten Tabellen, die auch die physikalischen Eigenschaften anderer Hochfrequenzisolierstoffe enthalten, eine erschöpfende Übersicht verschafft.

Der 1. Teil: „Rohstoffgrundlage und chemischer Aufbau" von E. Albers-Schönberg, beschreibt nach einer historischen Übersicht die Werkstoffe und die sich aus den Eigenschaften ergebenden Gesichtspunkte der Entwicklungsarbeiten. A. Ungewiß vermittelt im 2. Teil: „Die Fertigungsverfahren der Hochfrequenzkeramik", einen interessanten Einblick in die Herstellungstechnik. Im 3. Teil: „Verbindungsverfahren keramischer Hochfrequenzisolierstoffe mit Metall und mit Glas", behandelt H. Handrek neben Metallisierungsverfahren und Keramik-Glasverschmelzungen die von ihm entwickelte Herstellung von Durchführungen und Verschmelzungen von Metall und Keramik. Der besonders wichtige 4. Teil: „Die physikalischen Eigenschaften der keramischen Hochfrequenzisolierstoffe" von W. Soyck, beschreibt stoffliche Raumerfüllung, mechanische, thermische und die hervorstechenden elektrischen Eigenschaften, wobei die Aufgabe, die der weiteren Forschung insbesondere bezüglich der Deutung des dielektrischen

Verlustes verbleibt, zutage tritt. Zwei weitere Teile befassen sich mit den wichtigsten Anwendungen in der Hochfrequenztechnik: „Die Verwendung der keramischen Isolierstoffe in der Hochfrequenztechnik" (W. Soyck) und „Keramische Hochfrequenzkondensatoren" (H. Handrek). Die durchweg klar geschriebenen Darlegungen werden durch zahlreiche Tabellen im Text und gut ausgewählte Abbildungen unterstützt und durch ausführliche Literaturhinweise vervollständigt.

E. Fischer

H. J. Emeléus und J. S. Anderson, Ergebnisse und Probleme der modernen Anorganischen Chemie, übersetzt von Kurt Karbe, Greifswald. XI, 519 Seiten mit 55 Abbildungen. Verlag Julius Springer, Berlin 1940. RM 22.05, gebunden RM 24.—.

Dieses Buch ist eine Übersetzung der 1938 in englischer Sprache erschienenen Ausgabe, die trotz ihrer zweifellos vorhandenen Vorzüge in Deutschland nicht allzu bekanntgeworden ist. Es wendet sich an den älteren Studenten, den Lehrer und den wissenschaftlichen Forscher und ist zum Teil als die Fortsetzung eines umfangreicheren Lehrbuches der Anorganischen Chemie zu denken. Diese Zielsetzung hat naturgemäß einige Willkürlichkeiten in der Stoffauswahl zur Folge, da sonst der schon erhebliche Umfang des Buches bei weitem nicht ausgereicht hätte. Mit den Namen der Verfasser ist aber eine gewisse Gewähr dafür verbunden, daß diese Auswahl in einer Richtung vollzogen wird, die den Wünschen der meisten deutschen Anorganiker entgegenkommen wird. Wenn man von den ersten drei Kapiteln über Atombau, Isotopie und Molekülstruktur, die man in vielen Monographien oder auch Lehrbüchern besser dargestellt findet, und von dem letzten über Radioaktivität und Atomzerfall absieht, muß man es sehr begrüßen, in den weiteren Kapiteln kleinere Zusammenfassungen über Koordinationsverbindungen und anorganische Stereochemie, Polysäuren und Silikate, Wasserstoff und Hydride, freie Radikale, Nichtmetalloxyde, die neueste Chemie der Nichtmetalle, Peroxyde und Persäuren, neuere Chemie der Metalle, Metallcarbonyle u.ä., intermetallische und Einlagerungsverbindungen und schließlich über Reaktionen im flüssigen Ammoniak und Schwefeldioxyd zu finden. Unter der Voraussetzung einer guten Kenntnis der Grundlagen der anorganischen Chemie konnten die Verfasser von der sonst üblichen Lehrbucheinteilung nach Gruppen im periodischen System abgehen und, wie die Inhaltsaufzählung zeigt, die oft viel dankbarere Einteilung noch bestimmten Verbindungstypen oder auch nach physikalisch-chemischen Gesichtspunkten vornehmen. Durch die kurzen, aber meist hinreichenden Literaturhinweise wird das weitere Einarbeiten sehr erleichtert, so daß hier ein sehr brauchbares Hilfsmittel entstanden ist, durch das auch für den Physiker und Physikochemiker die Wege zu den Ergebnissen und vor allem zu den Problemen der anorganischen Chemie erschlossen sind.

F. Rogowski

J. Picht, Einführung in die Theorie der Elektronenoptik. VIII und 194 S. Mit 39 Abb. Leipzig 1939, J. A. Barth. Kart. RM 15.60.

Durch die Betrachtungsweise der Elektronenoptik sind verschiedene Teilgebiete (Oszillographie, Fernsehen, Übermikroskopie) entscheidend gefördert worden, so daß eine große Zahl von Fachleuten sich mit ihr als Hilfswissenschaft beschäftigen muß. Da bisher nur zusammenfassende Darstellungen der experimentellen Seite dieses Gebietes vorliegen, ist es besonders zu begrüßen, daß von einem Fachmann, der tätigen Anteil an ihrer Entwicklung hat, eine ausgezeichnete Einführung in die Theorie der Elektronenoptik verfaßt worden ist. Diese Einführung gibt eine systematische Darstellung der Theorie, wie auch die Kapitelüberschriften zeigen: Elektronenstrahlen als Korpuskularstrahlen, Elektronenstrahlen als Wellenstrahlen, abbildende und ablenkende Elektronenoptik, Abbildungsgesetze erster Ordnung, Theorie der Abbildungsfehler.

Durch das Erscheinen des Buches von Picht ist ein gewisser Abschnitt eingetreten, an dem zu überlegen ist, welches die eigentlichen Aufgaben einer Spezialtheorie sein sollen. Bezeichnend für die bisherige Theorie ist leider, daß sie noch nicht in Wechselwirkung mit dem Experiment getreten ist. Eine Wechselwirkung, die für die Beurteilung des Wertes einer Spezialtheorie von Bedeutung sein dürfte. So erwartet die Experimentalphysik letzten Endes von der Theorie der Elektronenoptik Angaben über die Gestaltung technisch brauchbarer Linsen mit möglichst geringen Fehlern. Es ist bekannt, daß die Klärung dieser Fragen mit einem großen Aufwand, besonders an Rechenarbeit, verbunden ist; er dürfte aber durch das zu erwartende Ergebnis gerechtfertigt erscheinen.

H. Boersch

R. Houwink, Elastizität, Plastizität und Struktur der Materie. Mit einem Kapitel über die Plastizität der Kristalle von W. G. Burgers und einem Geleitwort von E. Seidl. Gr.-8°, XVI und 367 S. Mit 230 Abb. Dresden und Leipzig 1938. Theodor Steinkopff. Geh. RM 33.—, geb. RM 35.—.

Die zahlreichen neueren theoretischen und experimentellen Arbeiten über den Zusammenhang zwischen elastischen und plastischen Eigenschaften der verschiedenen Stoffe einerseits und ihrer Struktur andererseits sind für die Industrie insofern von Bedeutung, als sie Wege zur Verbesserung vorhandener und zur Entdeckung neuer Stoffe weisen können. Schon deswegen besteht ein starkes Bedürfnis, das außerordentlich angeschwollene Material unter einem möglichst einheitlichen Gesichtspunkt in einer zusammenfassenden Darstellung zu verarbeiten. Dieser dankbaren, aber mühsamen Aufgabe hat sich der Verfasser in ebenso gründlicher wie geschickter Weise unterzogen und sich damit den Dank nicht nur des Technologen, sondern auch des Physikers und Chemikers verdient.

Das Buch gliedert sich in eine größere Anzahl von Kapiteln, deren erste vier den allgemeinen theoretischen und experimentellen Ergebnissen gewidmet sind, während die übrigen neun – der

größere Teil des Buches — die besonderen Darstellungen über die verschiedenen Werkstoffe enthalten. Diese letzteren lassen erkennen, wie weit es heute möglich ist, mit mehr oder weniger allgemeinen Vorstellungen zu arbeiten, wieviel spezielle Ergebnisse aber auch noch der Einordnung in ein umfassenderes Schema harren.

Die allgemeinen Kapitel bringen die Grundtatsachen und -ansätze über elastische und plastische Verformung, allgemeine Bemerkungen über den Zusammenhang zwischen Struktur und mechanischem Verhalten, ferner über den Zusammenhang zwischen der Art der Bildung eines festen Stoffes aus einer Flüssigkeit und seinen deformationsmechanischen Eigenschaften, schließlich die Bedingungen für elastisches und plastisches Verhalten im allgemeinen.

Nach einem Kapitel über die Plastizität von Kristallen von W. G. Burgers folgen die Darstellungen der wichtigeren amorphen Werkstoffe, Glas, Harze, Bitumen, dann Kautschuk, Guttapercha und Balata, Zellulose und ihre Abkömmlinge, Stärke, Eiweißkörper, Brotteig, Anstriche Ton und Schwefel. Überall wird aufgezeigt, wie weit die allgemeineren und besondere theoretische Vorstellungen und Ansätze das Tatsachenmaterial zu erklären vermögen.

Nach der ganzen Art der Darstellung und der Fülle des physikalischen Materials bietet das verdienstvolle Werk Houwinks auch für den nicht unmittelbar an der technischen Seite interessierten Physiker eine reiche Quelle von Belehrung und Anregung. L. Schiller

W. Späth, Physik und Technik der Härte und Weiche. 8°, VIII und 250 S. und 214 Abb. Julius Springer, Berlin 1940. Geb. RM 19,50.

Verfasser setzt in diesem Werk den Versuch fort, das Gebiet der Werkstoffprüfung physikalisch zu erschließen, den er mit seinem früheren Werk „Physik der mechanischen Werkstoffprüfung" erfolgreich begonnen hatte.

Daß die Begriffe dort im argen liegen, war seit langem bekannt. Dieser Zustand ist jedoch nicht allein in der Art der Entstehung und Entwicklung dieses Gebietes, fern von der physikalischen Methodik, einzig dem jeweiligen praktisch-technischen Bedürfnis angepaßt, sondern in stärkerem Maße in der Schwierigkeit begründet, makroskopische Werkstoffkennwerte auf ihre feinbaulichen Ursachen hin zu untersuchen. Schon die zahlreichen umstrittenen Ansätze zur Erklärung der mehrere Zehnerpotenzen betragenden Differenz zwischen technischer und molekularer Zugfestigkeit zeigen, daß hier erst noch grundlegende Arbeit zu leisten ist, ehe brauchbare Ergebnisse erwartet werden dürfen.

Mit Recht setzt daher Verfasser nicht von dieser Seite her an. Er versucht nicht, die Härte zum atomaren Aufbau in Beziehung zu setzen und so zu definieren. Er gibt überhaupt keine neue Definition, sondern schließt sich der bekannten an, wonach die Härte der Widerstand ist, den ein Werkstoff dem Eindringen eines anderen entgegensetzt. Er nimmt ferner die große Anzahl der technischen Härteprüfmethoden als gegeben hin und erweist sogar ihre Berechtigung. Er stellt aber nun in sehr klarer und eindringlicher Weise fest, welche Irrtümer sich in ähnliche, scheinbar identische Definitionen eingeschlichen haben; ferner zeigt er, wie weit die Prüfverfahren Eigenschaften messen, die der übernommenen Härtedefinition entsprechen; wo sie im Ergebnis von ihr abweichen und sich trotzdem praktisch behaupten konnten, weist er auf die wirklich bestimmten Eigenschaften und ihre Bedeutung für die Werkstoffbeurteilung hin. Vor allem aber bemüht er sich mit Erfolg um Einordnung der vorgefundenen technischen Begriffe in die physikalische Vorstellungswelt. Methodisch wertvoll sind seine Vorschläge zur Einführung des reziproken Wertes der Härte, der sogenannten „Weiche", die begrifflich und darstellungsmäßig einfachere Beziehungen zu dem Meßwert der Prüfmethoden, dem Eindruck, besitzt. Dementsprechend zieht er auch die Dehnungszahl dem Elastizitätsmodul vor. Als wichtiges Bindeglied zwischen den Kennzahlen der Werkstoffe verwendet er, wie schon in dem oben angeführten Werke, die Dämpfung; dieser Begriff gibt ihm Gelegenheit zu interessanten Analogiebetrachtungen elektromechanischer Art.

Für den Physiker, für den das Werk wohl nicht eigentlich geschrieben ist, hat es in zweifacher Hinsicht Wert: einmal ist auch er oft genug genötigt, Werkstoffkennwerte zu benutzen oder gar zu ermitteln. Es ist dann für ihn sehr wichtig, etwas über den physikalischen Gehalt der Kennzahl zu erfahren. Weiter aber bietet es dem Physiker durch Darlegung der zahlreichen noch offenen Probleme auf diesem physikalisch so wenig beackerten Felde eine Fülle von Anregungen zu neuen Arbeiten. Es wäre sehr zu wünschen, wenn diese Anregungen Beachtung fänden.

Dem Techniker bringt das Buch die Mahnung und die Mittel, die Verwirrung auf dem Gebiete der Härteprüfung zu vermindern, wenn auch noch nicht zu beseitigen. H. G. Otto

Nachrichten

Dozenturen: An der Universität Frankfurt a. M. Dr. Willy Hartner für Geschichte der Naturwissenschaften, an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Johann Nikuradse für experimentelle Strömungslehre, an der Technischen Hochschule Prag Dr. Alfred Rößler für Mathematik, an der Tierärztlichen Hochschule Wien Dr. Georg Hofbauer für Physik.

Ernannt: Dr. Gustav Mesmer in Dessau zum ord. Professor für Flugzeugbau an der Technischen Hochschule Darmstadt, der Dozent Dr. Werner Schaub zum ord. Professor für Astronomie an der Deutschen Universität in Prag, der außerplanmäßige Professor an der Universität Graz Dr. Walter Wessel zum a. o. Professor für theoretische Physik daselbst, Dr. Wilhelm Bockemüller in Würzburg zum Konservator am Chemischen Institut der Universität daselbst, der Privatdozent für physikalische Chemie und chemische Technologie anorganischer Stoffe an der Technischen Hochschule Wien Dr. Artur Praetorius zum außerplanmäßigen Professor für technische Chemie ebendaselbst.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für Geodäsie an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Paul Gast, der ord. Professor für Chemie an der Universität Innsbruck Dr. Josef Lindner.

Gestorben: Der Meteorologe und Geologe Prof. Dr. Arthur Otto in Eisleben, der Chemiker und Forscher auf den Gebieten der Mineralchemie, der Chemie der keramischen Stoffe und des Wassers sowie der analytischen Chemie Dr. phil., Dr.-Ing. h. c. Franz Hundeshagen in Stuttgart.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany